PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 13/14 — 1. September 1941 — 42. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 15 am 15. August 1941

INHALT:

Berichte:

S. Flügge, Das Isomerieproblem der Kernphysik. S. 221.

Besprechungen.

F. Emde, Tafeln elementarer Funktionen. S. 254.

G. Hecht, Schaltschemata und Differentialgleichungen elektrischer und mechanischer Schwingungsgebilde. S. 254.

W. Heisenberg, Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie. S. 255.

W. Machu, Metallische Überzüge. S. 255.

H. Richter, Elektrische Kippschwingungen, Wesen und Technik. S. 255.

N. Riehl, Physik und technische Anwendungen der Lumineszenz. S. 255.

K. Stumpff, Die Erde als Planet. S. 256.

H. Israel, Radioaktivität I. S. 256.

Nachrichten. S. 256.

Angebote. S. 256.

BERICHTE

Das Isomerieproblem der Kernphysik

Von S. Flügge

A. Allgemeiner Teil.
1. Die Entdeckung der Isomerie.
2. Die Formulierung des Problems.
3. Die Drehimpulstheorie der Isomerie.
4. Die Isomerie als γ-Aktivität.
   a) Die Konzeption der Idee.
   b) Die Beobachtung der γ-Linie und die Frage der inneren Umwandlung.
   c) Die genetische Frage.
5. Andere Versuche, die Isomerie zu verstehen.
   a) Die Frage des Spinerhaltungssatzes.
   b) Die Frage der Lageisomerie.
   c) Das Modell von Sachs.
   d) Das Tröpfchenmodell.

B. Spezieller Teil.
1. Das experimentelle Material für die einzelnen Isomeriefälle.
2. Quantitative Auswertung des experimentellen Materials.

Literaturverzeichnis.

A. Allgemeiner Teil

1. Die Entdeckung der Isomerie

Der erste Fall einer Kernisomerie wurde schon 1921 von O. Hahn (41, 42) entdeckt. Es zeigte sich nämlich, daß der β-Strahler UX 1, der mit einer Halbwertszeit von 24,5 d zerfällt, nicht ein einheitliches Folgeprodukt nachbildet, sondern zwei Substanzen, das UX 2, das sich mit einer Halbwertszeit von 1,14 min weiter umwandelt, und das UZ, dessen Halbwertszeit 6,7 h beträgt. Es handelt sich dabei aber nicht um eine gewöhnliche Verzweigung wie etwa beim RaC, da beide Substanzen durch β-Strahlung aus dem UX 1 entstehen und auch beide durch β-Strahlung weiter zerfallen in das gemeinsame Endprodukt U II, das ein wohlbekannter langlebiger α-Strahler ist. Die beiden Kerne UX 2 und UZ, die mit ganz verschiedenen Halbwertszeiten zerfallen, müssen demnach beide zur gleichen Ladungszahl $Z = 91$ und zur gleichen Massenzahl $A = 234$ gehören. Sie unterscheiden sich also nicht hinsichtlich ihrer Protonen- und Neutronenzahl. Sie werden daher als aus den gleichen Bausteinen bestehend in Analogie zu einer Bezeichnungsweise der Chemie für Moleküle, die aus den gleichen Atomen in verschiedener Anordnung aufgebaut sind, als isomere Formen des gleichen Kerns oder kurz als zwei Isomere bezeichnet.

Es hat sich in den letzten Jahren herausgestellt, daß der Fall der Isomerie von UX 2 und UZ besonders kompliziert und in seinen Einzelheiten noch keineswegs geklärt ist. Das ändert nichts an seiner historischen Bedeutung als erstem Fall, wo eine Isomerie bekannt geworden ist. Freilich blieb er durch mehr als ein Jahrzehnt der einzige Fall dieser Art und wurde daher von den Physikern wenig beachtet. Erst als die neue Phase stürmischer Entwicklung der Kernphysik begann, wurde 1937 ein weiterer Fall von Isomerie beim ^{80}Br aufgefunden[1]).

Das Element Brom hat zwei stabile Isotope von nahezu gleicher Häufigkeit mit den Massenzahlen 79 und 81. Seit einigen Jahren war besonders durch die Versuche von Fermi bekannt, daß man bei der Anlagerung eines Neutrons an Brom insgesamt drei künstlich radioaktive Elemente mit den Halbwertszeiten 18 min, 4,5 h und 34 h erzeugen kann, während doch offenbar nur die zwei Isotope 80 und 82 entstehen können. Wenn es also nicht noch ein drittes stabiles Br-Isotop geben sollte, das für eine der drei beobachteten Halbwertszeiten verantwortlich zu

1) Die damals vermuteten isomeren Reihen der Transurane von Hahn und Meitner haben sich nicht bestätigt. Sie haben sehr zur Entwicklung des Problems beigetragen, gerade durch ihre höchst merkwürdigen Eigenschaften, die sich jeder Erklärung hartnäckig entzogen.

machen wäre, so bliebe nur der Ausweg, einem der beiden entstandenen Isotope zwei Halbwertszeiten zuzuordnen. Dies dritte stabile Bromisotop hätte aber extrem selten sein müssen, um sich bis dahin der massenspektrographischen Analyse entzogen zu haben und keinen merkbaren Einfluß auf das Atomgewicht des Broms auszuüben. Seine Existenz hätte überdies allen Regeln über das Vorhandensein stabiler Isotope widersprochen, insbesondere der gut begründeten Isobarenregel, da alle Massenzahlen von 76 bis 84 schon bei den beiden Nachbarelementen *Se* und *Kr* besetzt sind. Es blieb daher im Grunde keine andere Lösung, als eine Isomerie anzunehmen. Diese Hypothese, zu der man sich nur zögernd zu entschließen vermochte, bekam eine unerwartete Bestätigung, als es Bothe und Gentner (10a) 1937 gelang, die Zuordnung der drei Halbwertszeiten zu bestimmten Bromisotopen vorzunehmen. Sie benutzten als erste die sehr harten γ-Strahlen von 17 MeV, die bei der Beschießung von ^7Li mit Protonen auftreten, zur Erzeugung von Kernreaktionen vom Typus (γ, n), bei denen also durch einen Kernphotoeffekt ein Neutron abgespalten wird. Dabei müssen die beiden Bromisotope 78 und 80 entstehen; wiederum fanden sich aber drei Halbwertszeiten von 6 min, 18 min und 4,5 h, deren zwei mit beim Anlagerungsprozeß beobachteten übereinstimmen. Etwas später gelang es Heyn, mit sehr schnellen Neutronen die Reaktion $(n, 2n)$ hervorzurufen, die auf die gleichen Isotope 78 und 80 führt wie der Photoeffekt (γ, n). Auch hier treten die gleichen drei Halbwertszeiten auf. Man konnte daraus schließen, daß die nur beim Abspaltungsprozeß beobachtete Halbwertszeit von 6 min dem leichtesten Isotop ^{78}Br zuzuordnen ist, die nur bei der Anlagerung auftretende von 34 h dem schwersten Isotop ^{82}Br, während die beiden anderen Halbwertszeiten von 18 min und 4,5 h beide dem ^{80}Br zukommen, das damit in zwei isomeren Formen vorliegt.

Einen direkten Beweis, daß beide Halbwertszeiten zum gleichen Kern gehören und nicht auf ein seltenes drittes Ausgangsisotop zurückzuführen sind, konnte Fleischmann (34b) erbringen. Bekanntlich treten Anlagerungsprozesse nur für langsame Neutronen ganz bestimmter Energie auf, nämlich für thermische (Energien um $^1/_{30}$ eV herum) und für Neutronen bestimmter höherer Resonanzenergien, wobei man experimentell im allgemeinen nur die erste Resonanzstelle erfassen kann. Hat man eine Quelle langsamer Neutronen, also eine Paraffinanordnung, und unterdrückt durch ein *Cd*-Filter vollständig die thermischen Neutronen, so bleibt ein breites Energieband langsamer Neutronen von etwa $^1/_2$ eV an aufwärts übrig. Diese Neutronen verschiedener Geschwindigkeit werden in einer Borschicht verschieden stark absorbiert, und zwar ist der Absorptionskoeffizient proportional $1/v$. Mißt man nun z. B. den Absorptionskoeffizienten in Bor derjenigen Neutronen, durch die eine bromhaltige Substanz aktiviert wird unter Verwendung ihrer Aktivität als Maß für die Neutronenintensität hinter dem Borfilter, so kann man aus dem gemessenen Absorptionskoeffizienten μ_{res} auf die Resonanzenergie E_{res} des Broms für Neutroneneinfang schließen. Das geschieht quantitativ in sehr einfacher Weise dadurch, daß man eine Kontrollmessung ohne *Cd* ausführt und auf diese Weise auch den Absorptionskoeffizienten μ_{th} thermischer Neutronen in Bor mißt. Dann muß die Beziehung bestehen

$$\frac{\mu_{\text{th}}}{\mu_{\text{res}}} = \sqrt{\frac{E_{\text{res}}}{E_{\text{th}}}},$$

woraus man wegen $E_{\text{th}} \approx kT$ die Resonanzenergie E_{res} des Broms bestimmen kann. Fleischmann hat solche Messungen durchgeführt und gibt die Resonanzenergie für die Entstehung des 18-min-Broms zu 52 eV, des 4,5-h-Broms zu 53 eV mit einer Fehlergrenze von etwa ± 3 eV an. Man sieht daraus, daß beide Halbwertszeiten durch Einfang im gleichen Niveau entstehen, daß also der Ausgangskern auch in beiden Fällen der gleiche sein muß.

2. Die Formulierung des Problems

Nach diesen Ergebnissen gibt es zwei verschiedene Zustände, in denen die gleichen Bausteine eines Atomkerns angeordnet werden können. Denn man wird die verschiedene Halbwertszeit nur so erklären können, daß zwei verschiedene Ausgangszustände des β-Zerfalls vorliegen. Nun haben zwei verschiedene Zustände eines quantenmechanischen Systems immer einen verschiedenen Energieinhalt. Man hat also zu folgern, daß im Termschema des betreffenden Atomkerns über dem Grundzustande ein angeregter Term existiert, der die merkwürdige Eigenschaft hat, nicht sofort unter Emission eines γ-Strahls in den Grundzustand überzugehen.

Im allgemeinen beträgt die Lebensdauer eines angeregten Terms im Atomkern größenordnungsmäßig rund 10^{-14} sec. Man kann diese Zahl leicht aus einer klassischen Abschätzung ableiten. Denken wir uns etwa einen angeregten Kern dadurch veranschaulicht, daß seine Ladungswolke Schwingungen nach Art eines Dipols ausführt, so ist nach einer bekannten Formel der klassischen Elektrodynamik die Schwingung

dieses Dipols derart gedämpft, daß er in der Zeiteinheit den Energiebetrag

$$S = \frac{2}{3} \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3}$$

nach außen hin abstrahlt, wenn $\dot{v}$ die Beschleunigung der schwingenden Ladung e ist. Größenordnungsmäßig wird man nun die Amplitude der Schwingung höchstens gleich dem Kernradius R setzen dürfen; dann gilt $v \sim \omega R$ und $\dot{v} \sim \omega^2 R$, und für die Ladung Ze eines Atomkerns wird größenordnungsmäßig

$$S \sim Z^2 \frac{e^2}{c^3} \omega^4 R^2.$$

Da nun jedes abgestrahlte Lichtquant die Energie $E = \hbar\omega$ transportiert, ist die Anzahl der in der Zeiteinheit abgestrahlten Lichtquanten, d. h. die Wahrscheinlichkeit, ein Lichtquant in der Zeiteinheit abzustrahlen,

$$w = \frac{S}{\hbar\omega} \approx \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \cdot \omega \cdot \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2,$$

oder unter Einführung der Quantenenergie

$$w = Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{E}{\hbar} \cdot \left(\frac{E R}{\hbar c}\right)^2.$$

Man sieht daraus zunächst, daß die Dipolstrahlungswahrscheinlichkeit proportional ω^3 oder E^3 ist, ein bekanntes Ergebnis, das schon dahin deutet, daß wir langlebige Zustände am ehesten für kleine Anregungsenergien erwarten dürfen. Um uns die Größenordnung klarzumachen, setzen wir $R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm, was etwa einem mittelschweren Atomkern entspricht, dann ergibt sich ($e^2/\hbar c = 1/137$, $\hbar = 6{,}6 \cdot 10^{-22}$ MeV-sec), wenn wir die Energie E in MeV messen:

$$\frac{E r}{\hbar c} = 0{,}03\, E \quad \text{und} \quad w = 10^{16} Z^2 E^3 \,\text{sec}^{-1}.$$

Die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes ist $\tau = 1/w = 10^{-16} Z^{-2} E^{-3}$ sec; für $Z = 50$ und eine Anregungsenergie von

$E = 10$ keV   100 keV   1 MeV

ist also

$\tau = 0{,}4 \cdot 10^{-13}$ sec $0{,}4 \cdot 10^{-16}$ sec $0{,}4 \cdot 10^{-19}$ sec

Ein angeregter Kernzustand sollte danach in einem winzigen Bruchteil einer Sekunde in den Grundzustand übergehen und gar keine Zeit haben, noch nach Minuten oder Stunden, entsprechend den beobachteten Halbwertszeiten, Elektronen zu emittieren.

Damit ist aber auch das eigentliche physikalische Problem klar formuliert, das hinter der Erscheinung der Kernisomerie steht: Wie ist es möglich, daß es im Atomkern einen angeregten metastabilen Zustand geben kann, dessen Übergangswahrscheinlichkeit zum Grundzustande um viele Zehnerpotenzen geringer ist, als man es erwarten sollte und auch sonst von angeregten Kernzuständen gewohnt ist? Offenbar handelt es sich also darum, eine Auswahlregel für Strahlungsprozesse zu finden, die gewisse γ-Übergänge nahezu völlig verbietet.

3. Die Drehimpulstheorie der Isomerie

Eine mögliche und sogar die wahrscheinliche Ursache der Auswahlregel wird nahe gelegt durch den bei so vielen Problemen der Kernphysik fruchtbaren Vergleich der Verhältnisse im Kern mit den wohlbekannten in der Elektronenhülle des Atoms. Dort beobachtet man neben der gewöhnlichen Dipolstrahlung, bei der sich der Drehimpuls des Atoms um eine Einheit ($\hbar$) ändert, gelegentlich auch die sehr viel selteneren Quadrupolübergänge zwischen Zuständen, deren Drehimpulsdifferenz 2 Einheiten beträgt[2]). Man weiß, daß die Emissionswahrscheinlichkeit für die Quadrupolstrahlung um den Faktor $(2\pi R/\lambda)^2$, oder, was damit identisch ist, um $(E R/\hbar c)^2$ kleiner ist als die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Dipolstrahlung. In der Elektronenhülle ist dieser Faktor tatsächlich sehr klein; bei sichtbarem Licht beträgt die Wellenlänge im Mittel etwa $\lambda = 5000$ Å, während die Atomradien in der Größenordnung weniger Å liegen. Es wird also $2\pi R/\lambda \approx 10^{-3}$ und schon die Quadrupolstrahlung eine Million mal schwächer als die Dipolstrahlung. Im Atomkern liegen die Verhältnisse nicht ganz so extrem. Für mittelschwere Kerne haben wir vorhin berechnet $E R/\hbar c = 0{,}03\, E$, wenn E in MeV gemessen wird. Für eine γ-Strahlung von 1 MeV, die durchaus nichts Ungewöhnliches ist, wird also die Quadrupolstrahlung nur rund um den Faktor 1000 unwahrscheinlicher als die Dipolstrahlung[3]).

Ganz Entsprechendes gilt für die höheren Multipolstrahlungen. Allgemein kann man folgende Regel aussprechen: Ist $l\hbar$ die Drehimpulsdifferenz zweier Zustände, so tritt in der

2) Oder deren Drehimpulse gleich sind. Dieser Fall spielt im folgenden keine Rolle und wird nicht besonders diskutiert.

3) Daß man beim Kern Dipol- und Quadrupolstrahlung oft in gleicher Größenordnung der Intensität beobachtet, hat den Grund, daß die Dipolstrahlung unter Umständen durch die besondere Kernstruktur unterdrückt sein kann. Bestünde der Kern etwa nur aus α-Teilchen, so könnte er in keiner Lage ein Dipolmoment haben. Durch das Vorhandensein eines Neutronenüberschusses ist ein kleines Dipolmoment und das Auftreten ungerader l ermöglicht.

Übergangswahrscheinlichkeit durch Strahlung der Faktor $(2\pi R/\lambda)^{2l} = (E R/\hbar c)^{2l}$ auf. Wir sahen bereits vorhin, daß dies für $l = 1$ zutrifft. Für den Fall $l = 2$ haben wir es eben besprochen. Für noch höhere Drehimpulsdifferenzen erhält man entsprechend geringere Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$w = Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{\hbar} \left(\frac{ER}{\hbar c}\right)^{2l}.$$

Diese Größenordnungsformel hat zuerst v. Weizsäcker (95) auf das Isomerieproblem angewandt. Sie ist aber noch nicht ganz ausreichend, sondern bedarf noch einer ergänzenden Überlegung. Wir haben nämlich bisher nur von Schwingungen des Kerns gesprochen und sind ausgegangen davon, den Zustand $l = 1$ durch die Schwingungen eines linearen Oszillators zu beschreiben. Tatsächlich handelt es sich nun aber um Rotationen, und in diesem Falle nimmt die Formel die Gestalt an:

$$w = Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar}{\theta} \frac{E}{Mc^2} \left(\frac{ER}{\hbar c}\right)^{2l},$$

wobei Mc^2 die Ruhenergie des gesamten Kerns und Θ sein Trägheitsmoment ist. Wegen $E \ll Mc^2$ führt diese Formel auf Lebensdauern, die um einige Zehnerpotenzen länger sind als die nach v. Weizsäckers Formel berechneten. Setzen wir Zahlenwerte für einen mittelschweren Kern ein, etwa $Z = 50$, $R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm und $A = 120$, so erhalten wir mit E in MeV für die Lebensdauer

$$\tau = \frac{1}{w} = \frac{3 \cdot 10^{-16}}{E} (0{,}03\, E)^{-2l} \sec,$$

also für

	$E = 10$ keV	$E = 100$ keV	$E = 1$ MeV
und			
$l = 1$	$\tau = 3 \cdot 10^{-7}$ sec	$3 \cdot 10^{-10}$ sec	$3 \cdot 10^{-13}$ sec
$l = 2$	3	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-10}$
$l = 3$	$3 \cdot 10^{+7}$	3	$3 \cdot 10^{-7}$
$l = 4$	$3 \cdot 10^{+14}$	$3 \cdot 10^{+5}$	$3 \cdot 10^{-4}$
$l = 5$	$3 \cdot 10^{+21}$	$3 \cdot 10^{+10}$	$3 \cdot 10^{-1}$

Man sieht also: Bei einer Anregungsenergie von 10 keV genügt eine Drehimpulsdifferenz von $l = 3$, bei einer Anregungsenergie von 100 keV von $l = 4$ zwischen dem tiefsten angeregten Zustande und dem Grundzustand, um eine hinreichend lange Lebensdauer des angeregten Zustandes zu erhalten. Bei einer Anregungsenergie von 1 MeV dagegen würde eine Drehimpulsdifferenz von etwa 6–8 Einheiten erforderlich werden, was schon viel unwahrscheinlicher klingt. Man darf also wohl am ehesten erwarten, daß Isomerien dort auftreten, wo der tiefste angeregte Zustand eine Anregungsenergie von etwa 100 keV oder weniger besitzt.

Das Problem der Isomerie ist durch diese Betrachtungen eigentlich noch nicht gelöst. Vielmehr bleibt es auch danach noch unklar, wieso es ziemlich häufig vorkommen kann, daß so große Drehimpulsdifferenzen zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Niveau eines Kerns auftreten. Mir scheint, daß diese bisher als völlig ungeklärt geltende Frage vielleicht eine sehr einfache Lösung zuläßt. Die Vorstellung nämlich, daß nahe benachbarte Niveaus immer nur kleine Drehimpulsdifferenzen haben sollen, entspringt den Erfahrungen, die man beim Studium der Elektronenhülle des Atoms gesammelt hat. Sie rührt dort aber im wesentlichen davon her, daß wir nur mit Coulombfeldern zu tun haben, deren Termstruktur für den Grundterm immer ein ziemlich kleines l bedingt und entsprechend für die nächstfolgenden angeregten Terme. Das ist beim Atomkern nun ja aber durchaus nicht der Fall.

Wir können uns den Unterschied sehr deutlich klarmachen, wenn wir an das Aufbauprinzip der Elektronenhülle denken. Hier folgen (nach einem von Madelung herrührenden, in fast allen Fällen zutreffenden Schema) die Terme in folgender Reihenfolge aufeinander: $(n, l) = (1{,}0), (2{,}0), (2{,}1), (3{,}0), (3{,}1), (4{,}0), (3{,}2), (4{,}1), (5{,}0), (4{,}2), (5{,}1), (6{,}0), (4{,}3), (5{,}2), (6{,}1), (7{,}0), (5{,}3)$. Bei der letzten Termgruppe (5,3) werden das 89. bis 92. Elektron angelagert und dabei das Periodische System abgeschlossen. Wie man sieht, wachsen die Hauptquantenzahlen sehr hoch an, während die Drehimpulse der einzelnen Teilchen den Wert 3 nirgends überschreiten.

Ein ähnliches Aufbauprinzip für den Atomkern anzugeben, ist natürlich kaum möglich, zumal es wohl wenig Sinn hat, den einzelnen Kernteilchen Quantenzahlen zuzuordnen. Stellt man sich aber den Kern als ein Fermi-Gas (d. h. als einen „Potentialkasten") von Protonen und Neutronen vor, was ja in einer gewissen Näherung durchaus sinnvoll ist, so erhält man für die Reihenfolge, in der z. B. die Protonen angelagert werden, die Termordnung: $(n, l) = (1{,}0), (2{,}1), (3{,}2), (2{,}0), (4{,}3), (3{,}1), (5{,}4), (4{,}2), (6{,}5), (3{,}0)$. Hier treten also auch noch die Drehimpulse 4 und 5 auf, wenn Z die Werte von 1 bis 92 durchläuft. Die Mitberücksichtigung der Neutronen würde die Zahl der Terme noch erhöhen und zu einer Fortsetzung der Reihe führen, bei der sogar noch die Drehimpulse 6 und 7 für einzelne Teilchen vorkommen. Wenn dies auch kein Beweis für das Auftreten großer Drehimpulsdifferenzen im Kern ist, so enthält es doch einen wertvollen Hinweis, der durchaus einer mathematischen Ausgestaltung fähig wäre. Das

Schema zeigt übrigens gleichzeitig, daß bei den leichten Kernen wahrscheinlich keine Isomerien auftreten werden, da dort, genau wie in der Elektronenhülle, zunächst nur kleine Drehimpulsdifferenzen beteiligt sind.

Noch deutlicher wird der Unterschied zwischen den beiden Fällen, wenn wir den Drehimpuls des nach diesem Schema erhaltenen Grundzustandes jeweils angeben. Für ihn ergibt sich der Wert

$L =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	> 8 (bis 15)
Beim Kern in	20	8	8	12	4	8	4	4	—	24 Fällen
Bei der Hülle in	32	20	12	17	—	5	6	—	—	— Fällen

Man sieht, wie sehr beim Kernmodell große Drehimpulse im Vergleich zur Elektronenhülle beim Aufbau bevorzugt sein können.

Es ist versucht worden, die hier skizzierte Drehimpulstheorie quantitativ besser zu formulieren. Hier ist besonders eine von Bethe (9a) angegebene Formel in der experimentellen Literatur viel angewandt worden. Diese Formel beruht aber auf einem Mißverständnis; es handelt sich bei ihr im Grunde gar nicht um Drehimpulse, sondern um eine ähnliche Betrachtung, wie wir sie auf S. 230 noch behandeln.

Hebb und Uhlenbeck (45) geben ohne Herleitung für die Übergangswahrscheinlichkeit eine Formel an, die gewonnen ist unter der Voraussetzung, daß ein einziges α-Teilchen im Atomkern mit dem betreffenden Drehimpuls umläuft, während der restliche Kern als Potentialtopf behandelt wird:

$$w = 8 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{l+1}{l} \frac{2^{2l} l!^2}{(2l+1)!^2} \frac{E}{\hbar} \left(\frac{ER}{\hbar c}\right)^{2l}.$$

Sehr sinnvoll dürfte dies Modell wohl kaum sein.

In ähnlicher Weise versuchte Koyenuma (52) im Sinne der von Schüler u. a. entwickelten Vorstellungen, die emittierte Strahlung als herrührend von einem einzelnen „Leuchtproton" zu behandeln, welches dann ebenfalls als Träger des gesamten Drehimpulses erscheint. Er führte unter dieser Voraussetzung bisher als einziger die quantenmechanischen Rechnungen in voller Strenge durch. Es ergeben sich dabei komplizierte Ausdrücke, die nicht mehr zu geschlossenen Formeln vereinigt werden können. Das ist anschaulich klar, da der Typ der Formeln von v. Weizsäcker oder von Hebb und Uhlenbeck für den Fall $l = 0$ sowieso versagt, den eine strenge Rechnung ebenfalls mit umfassen muß. Größenordnungsmäßig stimmen die Betrachtungen aller Autoren einigermaßen überein. Eine Verbesserung der von Koyenuma benutzten Modellvorstellungen könnte vielleicht einen guten Zugang zur quantitativen Behandlung des Problems anbahnen.

4. Die Isomerie als γ-Aktivität

a) Die Konzeption der Idee

Bei der Aufstellung der Drehimpulstheorie hatte man seinerzeit die Vorstellung, daß der γ-Übergang zwischen metastabilem und Grundzustande so hoch verboten sein müßte, daß der direkte β-Zerfall des Niveaus dem γ-Übergang zuvorkäme und die γ-Strahlung praktisch überhaupt nicht beobachtet würde. Man erwartete demnach z. B. für ^{80}Br ein Zuordnungsschema, wie es in Fig. 1 gezeichnet ist. Die beiden β-Strahlungen von 4,5 h und 18 min Halbwertszeit

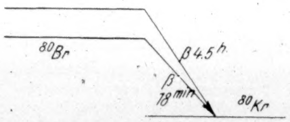

Fig. 1. Termschema für die Isomerie bei ^{80}Br, ältere Auffassung.

hätten dann eine etwas verschiedene Energie haben und die oberen Grenzen der beiden β-Kontinua sich um die Anregungsenergie des metastabilen Zustandes voneinander unterscheiden sollen. Da man für diese Energiedifferenz E nach der Drehimpulstheorie maximal nur ein paar 100 keV erwarten konnte, die obere Grenze der beiden Spektren aber bei rund 2 MeV liegt, war von vornherein die Beobachtung nicht leicht. So hat es auch nicht an sich widersprechenden Resultaten in der Literatur gefehlt. Die zuverlässigsten an ^{80}Br angestellten Messungen mit dem magnetischen Spektrographen (Alichanow) (4, 5) ließen allerdings überhaupt keinen Unterschied zwischen beiden Spektren erkennen; man hätte dann zu folgern gehabt, daß die Anregungsenergie E noch beträchtlich unter 100 keV liegen müßte.

Dem widersprachen Messungen von Du Bridge und Mitarbeitern (26), die die Anregungsfunktion der Reaktion ^{80}Se (p, n) ^{80}Br untersuchten. Reaktionen dieses Typs, bei denen ein Proton gegen ein Neutron ausgetauscht wird und dadurch das benachbarte Isobar entsteht, sind immer endotherm und erfordern dementsprechend eine gewisse Mindestenergie der Protonen, um überhaupt stattzufinden. Es zeigte sich nun, daß diese Schwellenenergie für die Erzeugung der Halbwertszeit von 18 min bei 3,0 MeV Protonenenergie lag, während zur Erzeugung der 4,5-h-Aktivität 3,2 MeV erforderlich

waren. Daraus konnte man schließen, daß der Zustand mit 4,5 h Halbwertszeit der metastabile ist und seine Anregungsenergie rund 0,2 MeV beträgt. Wenn diese Zahl auch zweifellos mit einer ganz beträchtlichen Ungenauigkeit behaftet ist, so erscheint danach der Alichanowsche Befund im β-Spektrum zum mindesten auffällig.

Den entscheidenden Gedanken, der die Vereinigung der sich scheinbar widersprechenden Daten gestattete, hat zuerst 1938 Pontecorvo (63) ausgesprochen. Es ist nämlich gar nicht notwendig, daß das Schema der Fig. 1 erfüllt ist, sondern es kann auch sehr gut ein anderes Verhalten vorliegen, wie es in Fig. 2 angedeutet ist:

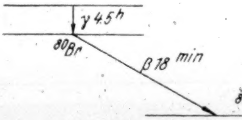

Fig. 2. Termschema für die Isomerie bei ^{80}Br, heutige Auffassung.

Der metastabile Zustand geht mit einer Halbwertszeit von 4,5 h durch γ-Strahlung in den Grundzustand über. Da diese γ-Strahlung nach Ausweis der Drehimpulstheorie ziemlich weich sein sollte, ist es gut denkbar, daß sie sich der Beobachtung bis dahin entzogen hätte. Der Grundzustand ist in normaler Weise mit 18 min Halbwertszeit β-aktiv; er entsteht einmal direkt bei der Herstellung des Isotops ^{80}Br während der Bestrahlung, zum andern indirekt durch Nachbildung aus dem metastabilen Zustand auf dem Umwege über die γ-Strahlung. Tatsächlich muß man dann zwei β-Halbwertszeiten beobachten, denn wenn der direkt gebildete 18-min-Zustand abgeklungen ist, bleibt immer noch ein radioaktives Gleichgewicht zwischen beiden Zuständen bestehen, das mit der Halbwertszeit der langlebigeren Substanz, also mit 4,5 h abfällt. Beide β-Spektren müssen bei dieser Deutung vollkommen identische Gestalt zeigen, was ja auch in der Tat der Fall ist.

b) Die Beobachtung der γ-Linie und die Frage der inneren Umwandlung

Die experimentelle Entscheidung, ob das Schema der Fig. 1 oder das der Fig. 2 vorzuziehen sei, muß natürlich in jedem Einzelfalle aufs neue getroffen werden, da es durchaus denkbar, ja wahrscheinlich ist, daß manche Isomere das eine und manche das andere Schema befolgen. Zur Erhärtung des Schemas 2 hat Pontecorvo selbst als einfachsten Weg sofort die Beobachtung der γ-Strahlung vorgeschlagen und (am Beispiel des ^{104}Rh) auch mit Erfolg danach gesucht. Eine gewisse Komplikation entsteht in fast allen heute untersuchten Fällen dadurch, daß eine γ-Strahlung praktisch nicht beobachtet wird, sondern an ihrer Stelle eine dem β-Kontinuum überlagerte Elektronenlinie scharf definierter Energie auftritt. Man pflegt in diesem Falle zu sagen, der γ-Strahl habe eine innere Umwandlung (internal conversion) in der Elektronenhülle des eigenen Atoms erfahren; ist E_K die Bindungsenergie der K-Schale und E_e die Energie der Elektronenlinie, so berechnet sich die Energiedifferenz E zwischen den beiden isomeren Zuständen zu

$$E = E_e + |E_K|.$$

Die Erscheinung der inneren Umwandlung ist aus den Versuchen über die γ-Strahlung der natürlichen radioaktiven Elemente schon lange bekannt; ein auffälliger Unterschied zwischen diesen älteren Erfahrungen und den beim Studium der Isomerie gewonnenen neuen besteht darin, daß das Verhältnis der Elektronenzahl zur Zahl der γ-Quanten meist klein ($\sim 1/100$) war[4]), während bei den Isomeren die Elektronen so stark über die γ-Quanten überwiegen, daß man praktisch nur die Elektronen überhaupt beobachtet.

Um dies merkwürdige Verhalten zu verstehen, müssen wir auf den Mechanismus der inneren Umwandlung etwas näher eingehen. Der Ausdruck „Umwandlung" trifft eigentlich nicht ganz den wahren Sachverhalt und sollte durch eine bessere Bezeichnung ersetzt werden. Es handelt sich nämlich eigentlich nicht darum, daß ein γ-Strahl wirklich emittiert wird und dann einen Photoeffekt in der Elektronenhülle des eigenen Atoms hervorruft. Dieser Effekt mag vorhanden sein, aber er spielt sicher eine ganz untergeordnete Rolle neben der Erscheinung, daß das Elektron unmittelbar mit dem Atomkern in Wechselwirkung tritt, den Energieüberschuß des metastabilen Zustandes in Form von kinetischer Energie übernimmt und auf diese Weise emittiert wird. Diese Prozesse treten zusätzlich zu denen der Emission eines Lichtquants hinzu, deren Häufigkeit wir im vorigen Abschnitt abgeschätzt haben; die „reellen" Lichtquanten, von denen dort die Rede war, werden nicht „umgewandelt", sondern es kommen noch die „virtuellen" hinzu, die durchweg, eben weil sie „virtuell" sind, nur in „um-

4) Eine Ausnahme bildete hier die γ-Strahlung von *RaD* (47,2 keV), deren Umwandlung am *L*-Niveau nahezu vollständig ist, vgl. z. B. G. von Droste, Zeitschr. f. Phys. **84**, 17, 1933. Die Umwandlung an der *K*-Schale ist aus energetischen Gründen nicht möglich.

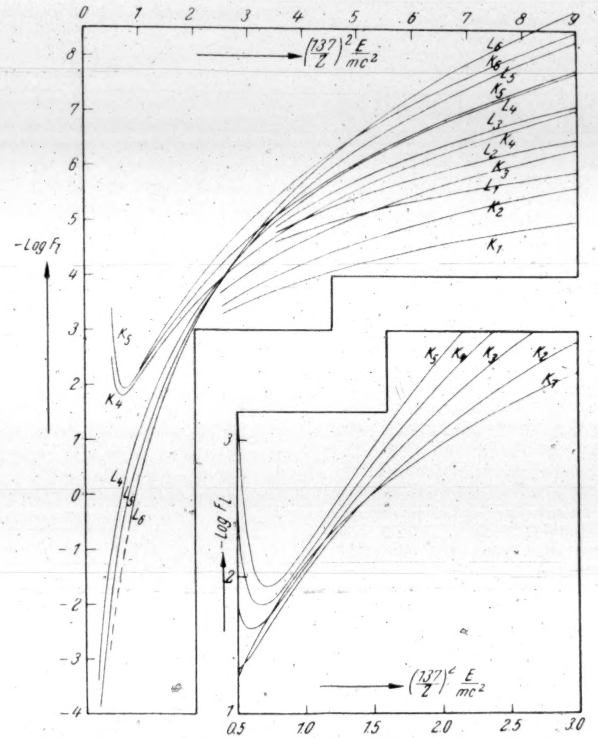

Fig. 3. Hilfsfunktionen zur Berechnung der inneren Umwandlung von Multipolstrahlung an K- und L-Schale.

gewandeltem" Zustande, d. h. als Elektronen in Erscheinung treten.

Dieser Umwandlungseffekt wird also eine Modifikation unserer bisherigen Formel für die Lebensdauer eines angeregten Kernzustandes mit sich bringen; denn bedeutet w_q die im vorigen Abschnitt abgeschätzte Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Lichtquants und w_e diejenige für die Emission eines Umwandlungselektrons, so wird die Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes

$$w = w_q + w_e = w_q\left(1 + \frac{w_e}{w_q}\right).$$

Sie ist also gegenüber der früher berechneten um den Faktor $1 + \frac{w_e}{w_q}$ zu erhöhen, die Lebensdauer des metastabilen Zustandes entsprechend zu verkürzen.

Das Verhältnis w_e/w_q haben zuerst Hebb und Uhlenbeck (45) 1938 berechnet unter der Voraussetzung, daß die kinetische Energie, die dem Elektron erteilt wird, hinreichend weit unterhalb von mc^2 liegt, um es unrelativistisch behandeln zu dürfen. Die Untersuchung ist später von Dancoff und Morrison (21) verbessert und auch auf das relativistische Gebiet ausgedehnt worden. Man kann das Ergebnis dieser Rechnungen grob anschaulich etwa so beschreiben: Während die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Lichtquants proportional zu $(2\pi R/\lambda)^{2l}$ wird, tritt bei der Elektronenemission an Stelle der Wellenlänge der Durchmesser der K-Schale auf, d. h. also etwa die Entfernung, in der sich im Durchschnitt das Elektron vom Atomkern befindet:

$$a_K = \frac{\hbar^2}{m e^2 Z}.$$

Wir erhalten daher

$$w_e \sim \left(\frac{R}{2\,a_K}\right)^{2l}.$$

Das Verhältnis von Elektronenzahl zu Lichtquantenzahl wird daher

$$\frac{w_e}{w_q} \sim \left(\frac{\lambda}{4\pi a_K}\right)^{2l} = \left(Z\,\frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{mc^2}{2E}\right)^{2l}.$$

Man sieht daraus, daß die Umwandlungsrate um so größer ist, je geringer die Energiedifferenz und je größer die Drehimpulsdifferenz zwischen metastabilem Zustand und Grundzustand des Kerns ist. Gerade diese beiden Eigenschaften – kleines E und großes l – sind ja aber nach der Drehimpulstheorie die Vorbedingung für das Auftreten der Isomerieerscheinung. Es erklärt sich somit im Rahmen der Drehimpulstheorie ganz zwanglos die Tatsache, daß solche metastabile Zustände fast nie die γ-Strahlung selbst erkennen lassen, sondern an ihre Stelle fast immer eine Elektronenlinie tritt. Darüber hinaus zeigt unsere Formel, daß die Umwandlungsrate von Z abhängt, derart, daß leichte Kerne eine geringere Umwandlung zeigen sollten als schwere. Um über diese Frage einen Überblick zu gewinnen, reicht das bisher bekannt gewordene experimentelle Material wohl noch nicht aus, da sich die meisten Fälle von Isomerie, die gut untersucht sind, in einem kleinen Gebiet etwa in der Mitte des Periodischen Systems zusammendrängen.

Die quantitative Behandlung der inneren Umwandlung auch für höhere als Quadrupolstrahlung ist eingehend von Dancoff und Morrison (21) erklärt und durchgeführt und durch Angaben über die innere Umwandlung an der L-Schale von Hebb und Nelson (44) erweitert. Gerade diese letzteren Rechnungen rücken immer mehr in den Vordergrund des Interesses, da experimentell das Verhältnis der Anzahlen von Umwandlungselektronen aus K- und L-Schale lediglich auf den Intensitätsvergleich zweier Linien im β-Spektrographen hinausläuft und viel leichter durchzuführen ist als die Bestimmung des Absolutwertes eines Koeffizienten der inneren Umwandlung, die stets einen Intensitätsvergleich von β- und γ-Strahlung erfordert.

Die Ergebnisse der Rechnungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Es ist

$$\mathrm{Log}\left(\frac{N_e}{N_q}\right)_K = \mathrm{Log}\,K_l - 2\,(l+1)\,\mathrm{Log}\left(\frac{Z}{137}\right),$$

$$\mathrm{Log}\left(\frac{N_e}{N_q}\right)_L = \mathrm{Log}\,L_l - 2\,(l+1)\,\mathrm{Log}\left(\frac{Z}{137}\right).$$

Dabei sind K_l und L_l Funktionen einer einzigen Variablen

$$\varepsilon = \frac{E}{mc^2}\left(\frac{137}{Z}\right)^2.$$

Da diese Funktionen analytisch kompliziert sind und sich außerdem numerisch als kleine Differenzen großer Zahlen repräsentieren, was ihre Ausrechnung erschwert, wurden sie teils von Hebb und Nelson, teils vom Verfasser tabuliert und sind in Fig. 3 dargestellt. Dabei sind für diese Arbeit noch die Funktionen für $l = 6$ neu hinzugefügt, denen aber eine geringere Genauigkeit zukommt als denjenigen für $l = 1$ bis 5,

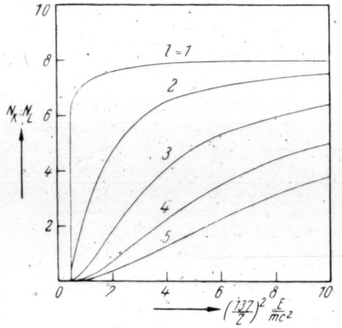

Fig. 4. Verhältnisse der Umwandlungswahrscheinlichkeiten an K- und L-Schale.

da sie lediglich durch Extrapolation aus diesen gewonnen wurden. Die Figuren dienen als Grundlage der quantitativen Berücksichtigung der inneren Umwandlung im letzten Teile dieser Arbeit.

Die besonders interessanten Verhältniszahlen von K- und L-Umwandlung zueinander zeigt Fig. 4.

c) Die genetische Frage

Es erhebt sich die Frage, ob man bereits aus der bloßen Messung der Abfallkurve eines Präparats Schlüsse auf den Mechanismus der Isomerie ziehen kann.

Es möge n_1 die Zahl der Atomkerne im oberen, n_2 im unteren der beiden Zustände bedeuten, λ_1 und λ_2 ihre Zerfallskonstanten und σ_1 und σ_2 zwei Größen sein, die proportional sind zu den Wirkungsquerschnitten für die direkte Bildung der beiden Zustände durch die Bestrahlung. Dann gelten während der Bestrahlung die Differentialgleichungen

$$\frac{dn_1}{dt} = \sigma_1 - \lambda_1 n_1 \quad \text{und} \quad \frac{dn_2}{dt} = \sigma_2 - \lambda_2 n_2 + \lambda_1 n_1.$$

Nach der Bestrahlung haben wir dagegen die Differentialgleichungen

$$\frac{dn_1}{dt} = -\lambda_1 n_1 \quad \text{und} \quad \frac{dn_2}{dt} = -\lambda_2 n_2 + \lambda_1 n_1 .$$

Gemessen werden nun nicht die Anzahlen n_i aktiver Atomkerne, sondern die Aktivitäten α_i, d. h. die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Kerne, noch multipliziert mit einem Faktor k, der die „Wirksamkeit" der emittierten Strahlung bedeutet, also den Bruchteil von Strahlen, der infolge der geometrischen Anordnung sowie der verschiedenen Härte der Strahlen zur Messung gelangt:

$$\alpha_1 = \lambda_1 n_1 k_1 \quad \text{und} \quad \alpha_2 = \lambda_2 n_2 k_2 .$$

Die weiche Umwandlungslinie des oberen Zustandes wird im allgemeinen eine viel geringere Wirksamkeit besitzen als das dem unteren zugehörige β-Kontinuum, d. h. $k_1 \ll k_2$.

Ist die Bestrahlungsdauer T und bezeichnen wir den Endpunkt der Bestrahlung als $t = 0$, so befolgt die Aktivität nach beendeter Bestrahlung auf Grund der obigen Differentialgleichungen den folgenden Verlauf:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t},$$

wobei

$$A_1 = (1 - e^{-\lambda_1 T})\left(\sigma_1 k_1 - \sigma_1 k_2 \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}\right),$$

$$A_2 = (1 - e^{-\lambda_2 T})\left(\sigma_1 k_2 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} + \sigma_2 k_2\right).$$

An einer experimentellen Kurve lesen wir nun λ_1 und λ_2 ab, sowie das Verhältnis der Koeffizienten A_1/A_2. Wir wollen uns die Verhältnisse an einem Beispiel veranschaulichen: Wir nehmen einmal an, daß die Wirksamkeit $k_1 = 0$ gesetzt werden darf und daß die Bestrahlung bis zur Sättigung für beide Halbwertszeiten erfolgt sei, d. h. daß sowohl $\lambda_1 T \gg 1$ als $\lambda_2 T \gg 1$ ist. In diesem Falle ergibt sich

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_2}{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}(\lambda_2 - \lambda_1) - \lambda_1} .$$

Es sind nun zwei Möglichkeiten denkbar: Der obere Zustand (1) kann der kurzlebigere von beiden sein, d. h. $\lambda_1 > \lambda_2$. Dann wird auf jeden Fall das Verhältnis A_1/A_2 negativ. Experimentell ist bisher kein derartiger Fall bekannt geworden; wir können daraus sofort schließen, daß bei allen bisher untersuchten Isomerien die andere Möglichkeit verwirklicht ist, nämlich daß der obere Zustand (1) der langlebigere ist. In diesem Falle wird $\lambda_1 < \lambda_2$ und A_1/A_2 kann positiv sein.

Im Falle des Isomerenpaares ^{80}Br haben Johnson und Hamblin (48a) gefunden, daß das Verhältnis A_1/A_2 für die Erzeugung der Isomere durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen 0,44 ist, während Fleischmann (34b) dafür bei Bestrahlung mit den Resonanzneutronen des Broms 0,46 gefunden hat. Nehmen wir in beiden Fällen einen mittleren Wert von 0,45 und setzen die bekannten Werte $\lambda_1 = 0{,}165\ h^{-1}$ (entsprechend der Halbwertszeit 4,2 h) und $\lambda_2 = 2{,}31\ h^{-1}$ (entsprechend 18 min) ein, so finden wir $\sigma_2/\sigma_1 = 2{,}48$.

Wenn der obere Zustand der langlebigere von den beiden ist, so werden nach einiger Zeit alle primär im Grundzustande gebildeten Kerne zerfallen sein und diese nur noch aus dem oberen Zustande nachgebildet werden. Nach einiger Zeit würde man dann also ein β-Kontinuum (vom unteren Zustande) und eine Elektronenlinie (vom oberen Zustande) beobachten, die im Gleichgewicht miteinander sind und beide mit der größeren Halbwertszeit des oberen Zustandes abnehmen. Wenn es nun möglich wäre, eine Trennung der beiden isomeren Zustände auszuführen, so müßte es gelingen, aus dieser mit der größeren Halbwertszeit abfallenden Mischsubstanz eine Tochtersubstanz abzutrennen, die sich selbst überlassen, erneut mit der schon verschwunden gewesenen kürzeren Halbwertszeit abfällt und dabei das reine β-Kontinuum ohne überlagerte Elektronenlinie zeigt, während die Aktivität der Muttersubstanz nach der Trennung durch erneute Nachbildung der Tochtersubstanz zunächst ansteigt und dabei ihre spektrale Zusammensetzung ändert, ehe sich wieder das neue, mit der längeren Halbwertszeit abfallende Gleichgewicht einstellt.

Die Frage, wie solche Trennungen möglich sind, gehört in das Gebiet der physikalischen Chemie und liegt außerhalb des Rahmens, den wir uns in diesem Bericht gesteckt haben. Sie ist in der zusammenfassenden Arbeit von Starke (85) in dieser Zeitschrift kürzlich eingehend behandelt worden. Für uns ist hier nur die Tatsache maßgebend, daß es in zahlreichen Fällen gelungen ist, derartige Trennungen durchzuführen, und zwar, wie es scheint, ist dies immer möglich, wenn die Überschußenergie der zerfallenden Muttersubstanz in kinetische Energie eines Hüllelektrons umgesetzt wird, also immer dann, wenn ein Umwandlungselektron mit dem Zerfall der Muttersubstanz verbunden ist. Denn nur dann scheint es möglich zu sein, von diesem Energieüberschuß einen hinreichend großen Teil an die Elektronenhülle des Atoms abzugeben und so Veränderungen im molekularen Gefüge hervorzurufen, die chemisch nutzbar gemacht werden können.

5. Andere Versuche, die Isomerie zu verstehen

Auf die bisher allein von uns behandelte Drehimpulstheorie wurden wir in ziemlich zwangloser Weise geführt. Ob sie sich stets beim eingehenden Studium einzelner realer Fälle bewähren wird, werden wir im zweiten Teil dieser Arbeit sehen. Schon an dieser Stelle aber können wir die Frage aufwerfen: Ist die Drehimpulstheorie die einzig mögliche zum Verständnis der Isomerie?. Bohr und Kalckar haben schon recht frühzeitig einmal darauf hingewiesen, daß im Grunde jede Symmetrieeigenschaft des Kerns eine Auswahlregel nach sich zieht und damit Isomerie herbeiführen kann. Freilich ist es nicht sehr wahrscheinlich, in einem komplizierten Atomkern zahlreiche Symmetrien zu finden, da er weder nach Art der Atome ein ausgezeichnetes Zentrum, noch nach Art der zweiatomigen Moleküle eine ausgezeichnete Achse oder nach Art der Kristalle eine periodische Struktur auf unendlich großem Raume besitzt. Eine Symmetrie bleibt freilich auch für ein Gebilde endlicher Ausdehnung immer vorhanden, herrührend von der Isotropie des Raumes selbst; nämlich diejenige, daß jede Lage des ganzen Gebildes im Raume gleichberechtigt ist. Dies ist eine Symmetrieforderung, die — wie die gruppentheoretische Behandlungsweise der Quantenmechanik zeigt — gleichbedeutend ist mit dem Erhaltungssatz des Drehimpulses. Sie führt daher unmittelbar zu der schon behandelten Drehimpulsauswahlregel. Unsere Frage lautet nun: Gibt es noch andere Symmetrieeigenschaften ähnlicher Art?

a) Die Frage des Spinerhaltungssatzes

Metastabile Niveaus treten nicht nur bei Atomkernen auf, sondern auch in der Atomhülle. Die bekanntesten Beispiele dieser Art sind der Grundzustand des Orthoheliums und der Rotationszustand $J = 1$ des Orthowasserstoffmoleküls. In beiden Fällen liegt ein Triplettzustand vor, bei dem die beiden Spins parallel zueinander stehen (bei *He* die Elektronenspins, beim Wasserstoff die Protonenspins). Der einzige Zustand, der noch tiefer liegt, und in den das System durch Strahlung übergehen könnte, gehört in beiden Fällen dem Singulettsystem mit antiparallelen Spins an.

Das Verbot des Überganges vom Orthohelium zum Parhelium gilt nicht völlig streng, vielmehr besteht eine geringe Übergangswahrscheinlichkeit, herrührend von der Spin-Bahnwechselwirkung. Ein Maß für diese Wechselwirkung ist die Größe der Triplettaufspaltung. Es zeigt sich, daß sie beim Helium gering ist, dagegen bei schweren Atomen beträchtliche Werte annehmen kann. Daher wächst dort auch die Wahrscheinlichkeit für solche „Interkombinationslinien" an; beim *Hg* ist sie so beträchtlich geworden, daß die Interkombinationslinie bei 2537 Å eine der stärksten Linien des *Hg*-Spektrums überhaupt ist.

Etwas anders liegen die Dinge, wenn es sich um das Interkombinationsverbot zwischen Para- und Orthowasserstoff handelt. Infolge des tausendmal kleineren magnetischen Moments der Atomkerne ist die Kopplung von Spin und Bahn hier viel geringer, so daß die Zustände $J = 0$ und $J = 1$ zu praktisch völlig stabilen Modifikationen werden, die in bestimmtem Mischungsverhältnis den gewöhnlichen Wasserstoff bilden. Nur durch äußere Einwirkung auf das Molekül kommt hier der Übergang zustande. Dies kann entweder autokatalytisch bewirkt werden, indem ein Austausch eines *H*-Atoms im einen Molekül gegen ein solches mit entgegengesetztem Spin im anderen Molekül erfolgt, oder es liegt eine heterogene Katalyse vor, etwa durch Einbringung in das inhomogene Magnetfeld in der Umgebung eines paramagnetischen Sauerstoffmoleküls.

In allen diesen Fällen ist die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen solchen Zuständen im gleichen Maße klein, wie die Spin-Bahnwechselwirkung klein ist gegen die Coulombkräfte. In der Kernphysik treten an die Stelle der Coulombkräfte nun die typischen Kernkräfte, wie sie zuerst von Majorana und Heisenberg, später von Yukawa behandelt worden sind. Gerade die neuere Entwicklung dieser Untersuchungen seit der Begründung der Yukawaschen Theorie hat nun aber die frühere Vermutung bestätigt, daß die Kernkräfte an sich schon ein beträchtliches Spin-Bahnkopplungsglied enthalten, das von gleicher Größenordnung ist wie die nur bahn- oder nur spinabhängigen Anteile, ja vielleicht sogar diese überwiegen. Damit läßt sich nun aber auch sofort unsere Frage beantworten: Wir können im allgemeinen nicht hoffen, daß die Spektroskopie der Atom-Kerne von einem ähnlichen Interkombinationsverbot beherrscht wird wie die Spektroskopie der Elektronenhülle. Damit entfällt auch die Hoffnung, aus einem derartig allgemeinen Verbot heraus in zwangloser Weise das häufige Auftreten von Isomeren zu verstehen.

Aus diesen Betrachtungen folgt weiterhin, daß die Drehimpulstheorie in ihrer bisherigen Form wahrscheinlich eine unzulässige Vereinfachung der wahren Verhältnisse bedeutet, da sie den Einfluß des Spins ganz außer acht läßt. In einer späteren quantitativen Theorie, zu der bisher nur erste Ansätze vorliegen, hätte man

darauf Rücksicht zu nehmen; für die rohen, bisherigen Betrachtungen ergibt sich aber wohl keine wesentliche Änderung.

b) Die Frage der Lageisomerie

Ein anderer Gedanke zur Erklärung der Isomerie wird durch jenen Vergleich mit der Chemie nahegelegt, der auch zur Namengebung für die Erscheinung geführt hat. Die chemische Isomerie läßt sich bekanntlich durch die verschiedene geometrische Anordnung der Bausteine im Molekül verstehen. Zur Verwandlung etwa eines Glukosemoleküls in ein Fruktosemolekül ist es notwendig, zwei H-Atome auf andere Plätze zu schaffen, was durch die dabei zu überwindenden Potentialberge offenbar verhindert wird.

Man kann die Frage aufwerfen: Sind vielleicht die Protonen und Neutronen im Atomkern in analoger Weise fest angeordnet, so daß es verschiedene Konfigurationen abweichenden Energieinhalts geben kann, die dennoch beide gleichzeitig stabil sind, weil zur Überführung der einen in die andere Form ein Potentialberg überwunden werden muß? Eine solche Vorstellung würde voraussetzen, daß der Atomkern eine Art Kristall wäre, und in der Tat sind seit den frühesten Zeiten der Kernphysik immer wieder derartige Behauptungen aufgestellt worden. Die neuere Entwicklung hat uns dann aber mehr und mehr dazu geführt, den Kernen die Struktur einer Flüssigkeit zuzuschreiben. Dabei wissen wir heute, daß eine Flüssigkeit noch recht viele Züge eines festen Körpers bewahrt hat und die Moleküle darin keineswegs etwa in ähnlicher Unordnung durcheinander schwirren wie in einem Gase. Auch im Atomkern scheinen Protonen und Neutronen Paare zu bilden, die wiederum durch Assoziation zu α-Teilchen zusammentreten, welche nach einiger Zeit wieder auseinanderfallen, so daß ihre Bestandteile sich mit anderen Partnern zu neuen α-Teilchen zusammenschließen.

Versucht man nun die Zeitdauer abzuschätzen, während der eine solche Umordnung eintritt, so kann man bei unserer allgemeinen Unkenntnis der feineren Züge des Kernbaues natürlich nur zu sehr rohen und unsicheren Abschätzungen kommen. Immerhin kann man sagen, daß diese Zeiträume nur um wenige Zehnerpotenzen (schätzungsweise einen Faktor 1000) länger sind als die Zeit, die ein Kernbaustein bei der mittleren Geschwindigkeit, die er im Kern besitzt, brauchen würde, um den Kern zu durchqueren. Letztere Zeit ist etwa 10^{-20} sec. Man sieht aus diesen wenigen ganz rohen Zahlen, daß man auf diesem Wege wohl kaum zu einer Erklärung der Isomerie kommt, selbst wenn man eine Unsicherheit von mehreren Zehnerpotenzen zugibt.

Erscheint demnach die Möglichkeit einer Lageisomerie infolge verschiedener Kernstrukturen recht unwahrscheinlich, so bleibt selbst im Rahmen des strengen Tröpfchenmodells die andere Möglichkeit bestehen, daß die Gestalt des Gesamtkerns nicht unbedingt kugelförmig zu sein braucht. Der Gedanke ist von vornherein nicht ganz von der Hand zu weisen, daß vielleicht eine etwas längliche Gestalt eines Atomkerns isomer sein könnte zu seiner normalen Kugelform.

Deformiert man einen kugelförmigen Kern, indem man ihn etwa zu einem verlängerten Rotationsellipsoid auszieht, so wächst seine Oberfläche und mit der Oberflächenspannung auch sein Energieinhalt, so daß der Zustand energetisch ungünstiger wird. Dem wirkt aber entgegen die Verringerung der Coulombschen Abstoßung der Kernprotonen, die bei verlängerter Gestalt im Mittel ja weiter voneinander entfernt sind. Es ist klar, daß je nachdem, welcher der beiden Effekte überwiegt, entweder die Kugel oder eine ellipsoidähnliche Gestalt die energetisch günstigere Form wird. Es kommt also an auf das Verhältnis der Oberflächenenergie ($E_O = 4\pi\gamma R^2$) zur Coulombenergie $\left(E_C = \frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R}\right)$:

$$\lambda = \frac{E_O}{E_C} = \frac{20\pi}{3}\frac{\gamma R^3}{Z^2e^2}.$$

Die quantitative Diskussion (34a, 96, 97) hat nun gezeigt: Ist $\lambda > 0{,}565$, so nimmt die Energie mit wachsender Streckung der Gestalt dauernd zu, und die Kugel ist die einzige stabile Form. Ist $\lambda < 0{,}5$, so gibt es umgekehrt nur noch eine gestreckte Gleichgewichtsfigur. Liegt λ zwischen 0,5 und 0,565, so tritt für die Kugelgestalt und für eine gestreckte Form ein Minimum der Energie ein; es gibt dann zwei Gleichgewichtsfiguren, die durch einen Potentialberg voneinander getrennt sind. Ein Übergang aus der einen in die andere Gleichgewichtsfigur wird dann sehr unwahrscheinlich, weil dazu ein Tunneleffekt an dem trennenden Energieberge eintreten müßte.

Setzt man die bekannten Werte für die Oberflächenspannung ($E_O = 14 \cdot A^{2/3}$ MeV) und die Coulombenergie ($E_C = 0{,}56\, Z^2 A^{-1/3}$ MeV) ein, so erhält man

$$\lambda = 25\,\frac{A}{Z^2}.$$

Das kritische Gebiet, in dem beide Formen möglich sein sollten, erstreckt sich demnach von $Z^2/A = 44$ bis 50. Unter den wirklich existierenden Atomkernen erreicht Z^2/A maximal den

Wert 36 bei $^{235}_{92}U$. Da die Betrachtungen quantitativ nicht exakt zuzutreffen brauchen, sieht man, daß vielleicht auf diese Weise die obere Grenze des Periodischen Systems eine natürliche Erklärung findet, da die sehr gestreckten Formen, die sich für $\lambda < 0{,}5$ ergeben, durch spontane Kernspaltung zerbrechen dürften. Dasselbe scheint aber auch schon in dem Zwischengebiet von $\lambda = 0{,}5$ bis $0{,}565$ der Fall zu sein. Rechnet man nämlich den Energieinhalt als Funktion der Exzentrizität ε oder des Achsenverhältnisses des Ellipsoids

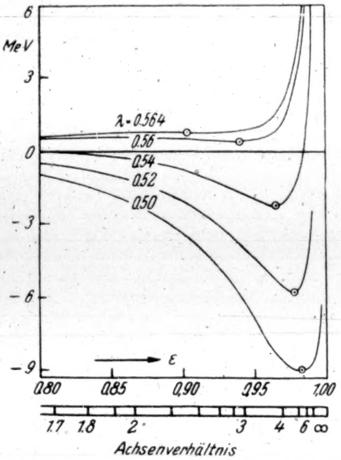

Fig. 5. Potentialverlauf bei ellipsoidförmiger Streckung schwerer Atomkerne.

wirklich aus, so sieht man (Fig. 5), daß das Minimum schon im Grenzfall $\lambda = 0{,}565$ einem Achsenverhältnis 2,3 entspricht und für wenig kleineres λ sehr rasch zu noch extremeren Werten anwächst. Daß ein solcher „wurstförmiger" Kern aber überhaupt noch existenzfähig ist, erscheint doch sehr unwahrscheinlich; auch hier sollte wohl schon ein spontaner Zerfall durch Kernspaltung eintreten.

Der Gedanke der verlängerten Kerne, der von vornherein auf die allerschwersten Kerne beschränkt bleibt, hat sich damit wohl überhaupt als ungeeignet zum Verständnis von Isomerieerscheinungen erwiesen.

c) Das Modell von Sachs

Aus der Theorie der Molekülspektren ist es bekannt, daß die Invarianzeigenschaft bezüglich der Spiegelung des ganzen Moleküls an seinem Mittelpunkt, d. h. also die Eigenschaft der Elektroneneigenfunktion, bei einer solchen Spiegelung entweder sich nicht zu ändern (Symmetrie) oder ihr Vorzeichen umzukehren (Antimetrie), zu einer Zerlegung aller Elektronenterme in zwei Gruppen, die „geraden" und „ungeraden", führt. Diese Eigenschaft wird in der deutschen Literatur mit dem ungenauen Ausdruck „Symmetriecharakter" belegt; wir wollen hier entsprechend der klareren angelsächsischen Ausdrucksweise das Wort Parität (parity) dafür benutzen. Jeder Term eines Systems aus vielen Teilchen muß also eine bestimmte Parität haben, entweder gerade oder ungerade. Dies gilt für den Atomkern ebenfalls. Zwischen zwei Termen verschiedener Parität, die beide den Drehimpuls Null haben, ist nun in Strenge kein Übergang möglich.

Hier liegt also ein allgemeines Verbot vor, das zur Erklärung der Isomerie herangezogen werden könnte. Das hat Sachs (75) durchgeführt an Hand des nachstehenden Termschemas (Fig. 6).

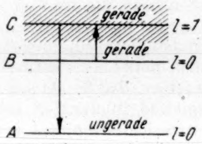

Fig. 6. Termschema für die Erklärung der Isomerie nach Sachs.

Zuunterst liegen zwei Terme verschiedener Parität ohne Drehimpuls. Dann kann ein Übergang von B nach A unter Emission eines Lichtquants oder auch unter Emission eines Umwandlungselektrons nicht stattfinden. Wären diese beiden Terme die einzigen des Atomkerns, so würden also beide völlig stabil sein, solange kein äußerer Eingriff erfolgt. Nun besitzt der Kern natürlich noch eine große Zahl höherer Terme, von denen einer, C, der tiefste sein möge, der die gleiche Parität besitzt wie B und den Drehimpuls 1. Abgesehen von der energetischen Unmöglichkeit könnte dann eine Umwandlung von B nach A über den Zwischenzustand C ablaufen: Der Übergang von B nach C wäre ein normaler Dipolübergang, und auch derjenige von C nach A trotz der verschiedenen Parität wegen der Drehimpulsänderung nicht verboten. Die energetische Unmöglichkeit gilt natürlich nur mit derjenigen Schärfe, mit der der Energiesatz erfüllt ist. Die Terme A und B sind infolge ihrer langen Lebensdauer natürlich sehr scharf definiert; wenn dagegen das System sich in dem Zwischenzustand C nur während der sehr kurzen Zeitspanne Δt aufhält, so wird die Energie von C verwaschen entsprechend der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$. Diese Verwaschung kann bei sehr kleinem Δt

groß genug werden, um das Energieband, in das der Term C sich dadurch verwandelt, noch bis unter B hinunter reichen zu lassen. Das wird man um so eher erreichen können, je näher C sowieso schon an B liegt; daraus sieht man, daß es nicht unvernünftig ist, in unsere Betrachtung nur die drei tiefsten Terme A, B und C einzubeziehen und von den höher gelegenen nicht besonders zu reden.

Das Ergebnis ist nun: Reicht das Energieband C bis unter B hinab, so wird der Übergang von B über C nach A auch energetisch möglich und erfolgt unter Emission zweier Lichtquanten, deren Energiesumme gleich der Energiedifferenz zwischen B und A ist. Man nennt einen derartigen Übergang einen Prozeß zweiter Ordnung und den nur kurzzeitig existenzfähigen Zwischenzustand ein virtuelles Niveau[5]). Wegen der kurzen Frist wird ein solcher Vorgang natürlich sehr unwahrscheinlich. Die Rechnung zeigt, daß man bei einem Abstand zwischen A und B in der Größenordnung 50 keV und zwischen B und C in der Größenordnung 1 MeV zu Lebensdauern von Stunden kommen kann, wie sie bei der Isomerie tatsächlich vorliegen. Der angegebene Mechanismus stellt also eine der Drehimpulsbetrachtung gleichberechtigte andre Erklärung für das Auftreten von Kernisomerien dar.

Es erhebt sich sofort die Frage, wenn beide Möglichkeiten bestehen, ob man dann eine experimentelle Entscheidung treffen kann, welche davon in einem konkreten Falle jeweils vorliegt. Auch das ist leicht zu sehen. Da der Übergang von B nach A über ein unscharf definiertes Zwischenniveau abläuft, können die beiden Lichtquanten sehr verschiedene Energien besitzen. Nur die Summe ihrer Energien muß immer gleich der festen Energiedifferenz zwischen A und B sein. Es wird also nicht ein monochromatischer γ-Strahl, sondern ein γ-Kontinuum auftreten, das von der Energie 0 bis zur Energie $E_B - E_A = E$ reicht und symmetrisch zur Energie $\frac{E}{2}$ ist, bei der die maximale Intensität auftritt. Genau das gleiche hat man mutatis mutandis auch bei der Emission von Umwandlungselektronen zu erwarten. Es genügt also die Feststellung einer scharfen Elektronenlinie, um das Modell zu verwerfen. Tatsächlich hat man in allen gut untersuchten Fällen bisher diese scharfe Linie gefunden, während ein derartiges Kontinuum nirgends beobachtet wurde. Das schließt allerdings nicht aus, daß vielleicht eines Tages auch Fälle von Isomerie gefunden werden, die für das Modell von Sachs und gegen die Drehimpulstheorie sprechen. Insofern ist es wichtig, stets diese grundsätzliche Möglichkeit im Auge zu behalten.

5) Ähnlich z. B. auch beim Raman-Effekt, ferner bei **Yukawas** Erklärung des β-Zerfalls durch die intermediäre Bildung eines virtuellen Mesons. Die Energie, die zur Erzeugung der Mesonmasse erforderlich ist, steht auch dort nicht zur Verfügung; die **virtuelle** Erzeugung ist aber dennoch möglich.

d) Das Tröpfchenmodell

Die möglichen Energiezustände eines Atomkerns lassen sich in drei Gruppen einteilen, wenn man sich den Kern als einen Flüssigkeitstropfen vorstellt. Die geringste Anregungsenergie ist erforderlich zur Anregung einer Rotation; infolge des großen Trägheitsmoments erfolgt diese so langsam, daß man den rotierenden Kern praktisch als starren Körper ansehen kann. Daß Zustände dieser Art metastabil sein können, wurde bereits im Rahmen der Drehimpulstheorie besprochen.

Eine größere Anregungsenergie ist im allgemeinen erforderlich, um den Kern zu Deformationsschwingungen anzuregen; noch höher liegen schließlich die Dilatationsschwingungen, die für unser Problem unwesentlich sind. Wir denken uns den Kern deshalb als inkompressible Flüssigkeit behandelt, so daß bei Anregung der Deformationsschwingungen lediglich Energie zur Vergrößerung der Kernoberfläche aufgewandt werden muß. (Bei den allerschwersten Kernen kann außerdem noch die Veränderung der Coulombenergie bei einer Deformation eine Rolle spielen.) Die Abweichungen der Oberfläche von der Kugelgestalt werden dann durch eine Kugelfunktion beschrieben:

$$r = R + \alpha_n P_n (\cos \vartheta).$$

Der Index n gibt dabei die Anzahl der Knotenlinien auf der Oberfläche an. In Fig. 7 sind einige Meridianschnitte durch solche schwingende Atomkerne gezeichnet.

Man kann diese Eigenschwingungsfrequenzen auf Grund der klassischen Hydrodynamik berechnen und auch ohne weiteres auf rein klassischem Wege die von einem solchen Zustand in der Zeiteinheit abgestrahlte Energie aus der Maxwellschen Theorie bestimmen. Es ergibt sich dann die folgende Formel (36) für die Übergangswahrscheinlichkeit in den schwingungslosen Grundzustand:

$$w = f_n Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{M c^2} \frac{E}{\hbar} \left(\frac{E R}{\hbar c} \right)^{2(n-1)}$$

mit

$$f_n = 3 \cdot 2^{2n} \frac{n!^2 (n+1)}{(2n+1)!^2}.$$

Der Faktor f_n ist für $n = 2$ bis 7 im folgenden tabuliert:

n	f_n
2	0,04
3	$1{,}09 \cdot 10^{-3}$
4	$1{,}68 \cdot 10^{-5}$
5	$1{,}66 \cdot 10^{-7}$
6	$1{,}15 \cdot 10^{-9}$
7	$5{,}85 \cdot 10^{-12}$

Die erhaltene Formel stimmt ihrem Bau nach weitgehend mit der Drehimpulsformel überein; nur ist an Stelle des Drehimpulses l die Quantenzahl n getreten, die die Gestalt der Kernoberfläche beschreibt. Es besteht also neben der unter dem Namen „Drehimpulstheorie" behandelten Rotationsisomerie auch die Möglichkeit einer Schwingungsisomerie. Dabei geht die für letztere abgeleitete Formel insofern über die Drehimpulsformel hinaus, als sie nicht nur größenordnungsmäßige Aussagen macht, sondern bestimmte Aussagen über die Größe f enthält. Es ist sowohl f_n nach Ausweis der Tabelle als auch $E/Mc^2 \ll 1$. Fig. 8 zeigt nach dieser Formel berechnete Halbwertszeiten für mittelschwere Kerne ($R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm, $Z = 50$, $A = 120$).

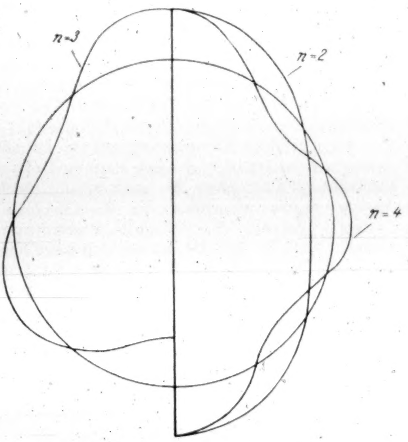

Fig. 7. Schwingungsformen eines Tropfens. Meridianschnitte, links für $n = 3$, rechts für $n = 2$ und $n = 4$.

Da die Schwingungszustände keinen Drehimpuls besitzen, können sie auch an das Strahlungsfeld keinen Drehimpuls abführen. Dies muß sich also wesentlich von demjenigen unterscheiden, das von einem rotierenden Kern erzeugt wird. Welche Folgen dies für die Wahrscheinlichkeit der inneren Umwandlung nach sich zieht, bedarf noch der Untersuchung. In der quantitativen Diskussion am Schluß dieser Arbeit wird vorausgesetzt, daß für den Übergang von $n = n$ nach $n = 0$ dieselbe innere Umwandlung eintritt wie für die Drehimpulsänderung l.

Man kann noch einen Einwand gegen die Heranziehung dieser Schwingungen für die Isomerie geltend machen. Zunächst ergibt die klassische Hydrodynamik für die Eigenfrequenz einer derartigen Deformationsschwingung

$$\omega_n^2 = \frac{4\pi\gamma}{3M}\, n(n-1)(n+2)\,.$$

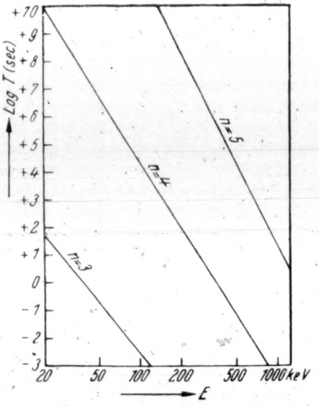

Fig. 8. Halbwertszeiten für $Z = 50$ bei Schwingungsisomerie, ohne Berücksichtigung der inneren Umwandlung.

Da die Anregungsenergie $E = \hbar\omega_n$ sein soll, erhält man sie ebenfalls aus dieser Formel. Setzt man einen plausiblen Wert für die Oberflächenspannung γ ein, so ergibt sich für einen Kern der Massenzahl $A = 100$ für den tiefsten möglichen Schwingungszustand mit $n = 2$ (ellipsoidähnliche Deformation) eine Anregungsenergie von 2,8 MeV. Die Heranziehung derartiger Schwingungen bei der Behandlung so kleiner Anregungsenergien, wie sie bei Metastabilität beobachtet werden (0,1 MeV), bedeutet daher bereits eine Verletzung der Grundlagen unserer Betrachtungsweise. Immerhin scheint es nicht unmöglich, daß die Formel trotzdem auch hier noch einen guten Sinn behält. Außerdem wäre es durchaus denkbar, die Formel für die Erklärung von Metastabilitäten bei höheren Anregungsenergien heranzuziehen.

B. Spezieller Teil

1. Das experimentelle Material für die einzelnen Isomeriefälle

^{13}C. Die Reaktion $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$ soll nach Ausweis der Kernmassen mit einer Wärmetönung von $(4{,}04 \pm 0{,}09)$ MeV verlaufen. Trotzdem wurde lange Zeit hindurch keine Protonengruppe gefunden, die einer größeren Energietönung als $(3{,}0 \pm 0{,}1)$ MeV entsprochen hätte. Erst mit einer Anordnung, die auf Kosten der Geometrie eine bessere Intensität ergab, gelang es Maier-Leibnitz und Maurer (59a), die Existenz einer noch langreichweitigeren Protonengruppe nachzuweisen, die dem Übergang in den Grundzustand entspricht. In weitaus den meisten Fällen entstehen aber angeregte Zustände des ^{13}C-Kerns, z. B. der hier betrachtete mit einer Anregungsenergie von 1 MeV, fernerhin noch andere mit 3 MeV usw. Alle diese Zustände sollten durch γ-Strahlung anschließend in den Grundzustand übergehen. Das würde bedeuten, daß man Koinzidenzen zwischen den Protonen und der γ-Strahlung beobachten kann. Bothe und Maier-Leibnitz (10) untersuchten diese Frage mit einem Koinzidenzverstärker, der noch ansprach, sofern der γ-Strahl spätestens $5 \cdot 10^{-5}$ sec nach der Entstehung des angeregten Kerns (also nach dem Proton) emittiert wurde. Sie fanden auch z. B. für den Zustand mit 3 MeV Anregungsenergie Koinzidenzen, jedoch für den Zustand mit 1 MeV eindeutig keine. Auch die Suche nach einer (an sich sehr unwahrscheinlichen) Kopplung der Protonen mit nachfolgenden β-Strahlen oder überhaupt nach einer Aktivität des angeregten Zustandes verlief negativ. Sie sprachen deshalb den angeregten Zustand als isomer zum Grundzustand an; seine Zerfallszeit mußte jedenfalls größer als $5 \cdot 10^{-5}$ sec sein.

Wendet man die Drehimpulsformel (S. 224) mit $E = 1$ MeV auf dies Problem an, so ergibt sich folgende Übersicht:

Drehimpulsdifferenz	Halbwertszeit
$l = 4$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$ sec
$l = 5$	8,5 sec
$l = 6$	7,2 h

Man sieht, daß schon eine Differenz von $l = 4$ Einheiten genügen würde, um den experimentellen Befund zu erklären. Dies Ergebnis ist einigermaßen überraschend, da im allgemeinen der Gedanke naheliegt, daß eine Isomerie bei einem so leichten Kern wie ^{13}C deshalb nicht auftreten könne, weil dort die Anregungsenergie des untersten Niveaus nicht so klein ist wie bei mittelschweren Kernen. Diese Überlegung läßt außer acht, daß es ja im wesentlichen auf das Produkt $R \cdot E$ ankommt, und daß die Verkürzung der Lebensdauer, die durch das große E hervorgerufen wird, wettgemacht werden kann durch den kleineren Radius der leichten Kerne. Für die obige Berechnung wurde ein Kernradius von $R = 3{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm zugrunde gelegt, wie er dem $A^{1/3}$-Gesetz des Kernradius entspricht.

Man darf wohl nicht ohne weiteres die Anwendbarkeit der Tröpfchenformel auf einen so leichten Kern behaupten, da es immerhin zweifelhaft erscheint, ob dort das Tröpfchenmodell noch eine sinnvolle Näherung ist. Es sollte auch nur gezeigt werden, daß das gern gegen diesen Isomeriefall vorgebrachte Argument nicht stichhaltig ist.

^{49}Ca. Kalzium hat die stabilen Isotope 40 (96,96 Proz.), 42 (0,64 Proz.), 43 (0,15 Proz.), 44 (2,07 Proz.), 46 (0,0034 Proz.) und 48 (0,185 Proz.). Wie gründliche Untersuchungen von Walke und Mitarbeitern (91) gezeigt haben, ordnen sich zwischen diese stabilen Isotope folgende künstlich erzeugten Radioaktivitäten ein:

^{41}Ca entsteht durch $^{40}Ca\ (d, p)$ oder $^{42}Ca\ (n, 2n)$. Seine Halbwertszeit ist $(8{,}5 \pm 0{,}8)$d; es zerfällt durch K-Einfang in ^{41}K.

^{45}Ca entsteht durch $^{44}Ca\ (d, p)$ und (n, γ). Seine Erzeugung aus $^{46}Ca\ (n, 2n)$ kann wohl wegen der großen Seltenheit von ^{46}Ca nicht nachgewiesen werden. Die Zuordnung zur Masse 45 erfolgte mit Hilfe der Reaktion $^{45}Sc\ (n, p)\ ^{45}Ca$. Es zerfällt unter β^--Emission mit einer Halbwertszeit von (180 ± 10) d.

Außerdem gibt es zwei kürzere Halbwertszeiten von 30 min und 2,5 h, die beide durch (d, p) und (n, γ) entstehen und Elektronenstrahlern angehören. Will man nicht annehmen, daß eine oder beide Halbwertszeiten isomer zu einem stabilen Ca-Isotop sind, so bleiben nur die Plätze 41, 45, 47 und 49 übrig. Davon scheidet 41 aus, weil es Positronenemission oder K-Einfang zeigen muß, 47 wegen der großen Seltenheit des Ausgangsisotops ^{46}Ca, und 45, weil die beiden Halbwertszeiten nicht bei der bekannten Reaktion $^{45}Sc\ (n, p)\ ^{45}Ca$ entstehen. Danach bleibt für beide nur die Massenzahl 49 frei. Für den langlebigeren der beiden Zustände konnte diese Zuordnung noch dadurch gestützt werden, daß die Nachbildung des bekannten Isotops ^{49}Sc von 57 min Halbwertszeit aus ihm nachgewiesen wurde.

Das Spektrum der von ^{49}Ca emittierten Elektronen scheint kompliziert zu sein. Sicher sind γ-Strahlen anwesend, deren Energie zu etwa 0,8 MeV durch Absorptionsversuche in Blei bestimmt wurde. Bessere Angaben über das Spektrum konnten schon deshalb nicht gemacht werden, weil die Substanz bei allen Versuchen im Gleichgewicht mit ihrem Folgeprodukt ^{49}Sc war.

^{44}Sc. Schnelle Neutronen erzeugen aus dem Reinelement ^{45}Sc zwei Halbwertszeiten von 4 h und 52 h. Während Cork und Thornton (16) zuerst versuchsweise die beiden Halbwertszeiten den Reaktionen $(n, 2n)$ und $(n, 3n)$ zuordneten, machten Burcham, Goldhaber und Hill (12) später darauf aufmerksam, daß diese Zuordnung sehr unwahrscheinlich sei, da nach Versuchen von Walke das dem Prozeß $(n, 3n)$ zugeordnete Sc von 4 h in größerer Intensität auftritt als das von 52 h. Es wurde deshalb vorgeschlagen, beide Halbwertszeiten dem Isotop ^{44}Sc zuzuordnen, das dann isomer wäre. Beide Perioden entstehen auch aus Kalium durch Bestrahlung mit α-Teilchen. Man kann diese beiden Reaktionen $^{41}K\ (\alpha, n)\ ^{44}Sc$ zuschreiben, während man bei der früheren Deutung gezwungen war, die hier ebenfalls auftretende 4-h-Periode aus $^{39}K\ (\alpha, n)\ ^{42}Sc$ zu erklären, so daß man zwei Sc-Isotope mit der gleichen Halbwertszeit von 4 h anzunehmen gezwungen war. Endlich hat Gentner die 4-h-Periode durch Kernphotoeffekt am Sc erzeugt; auch hier kommt man jetzt mit der üblichen Reaktion (γ, n) aus, statt wie früher $(\gamma, 2n)$ annehmen zu müssen.

Nähere Einzelheiten über die beiden Isomere sind noch nicht bekannt.

^{51}Ti. Das Element Titan besetzt mit seinen stabilen Isotopen alle Massenzahlen von 46 bis 50. Die durch (n, γ)-Prozeß daraus entstehende Elektronenaktivität von 2,8 min Halbwertszeit kann daher nur zum Isotop ^{51}Ti gehören, wenn wir Isomerien bei den stabilen Isotopen ausschließen.

Diese Aktivität wird ebenfalls durch die Reaktion (d, p) bei Deuteronenbeschuß erzeugt, gleichzeitig entsteht dann aber noch eine zweite langlebige Aktivität, die zuerst für ^{46}Sc gehalten, später aber chemisch ebenfalls als Titan identifiziert wurde. Sie muß daher ebenfalls der Massenzahl 51 zugeordnet werden, der somit zwei isomere Zustände mit den Halbwertszeiten 2,8 min und (72 ± 2) d zugehören (92). Auch das langlebige Isomer emittiert Elektronen; die obere Grenzenergie ihres Spektrums liegt bei 360 keV und außerdem wird je Zerfall noch ein γ-Quant von 1,0 MeV Energie beobachtet.

Für die Zuordnung beider Zustände zur gleichen Masse 51 spricht auch der Umstand, daß beide als Elektronenstrahler in Vanadium übergehen müssen, das nur ein stabiles Isotop ^{51}V besitzt.

Es ist nicht bekannt, welcher Zustand der angeregte und wie groß die Energiedifferenz zwischen beiden ist. Insbesondere ist die β-Strahlung des kurzlebigen Zustandes bisher nicht untersucht worden.

^{49}V. Durch die Reaktion $Ti\ (d, n)\ V$ entsteht außer drei schon früher zugeordneten Halbwertszeiten von 3,3 min (^{49}V), 3,7 h (^{50}V) und 16 d (^{48}V) noch ein langlebiges Vanadium von 600 d. Seine Identifizierung geschah aus der Tatsache, daß es die Röntgen-K-Strahlung des Titans emittiert, wie man erwarten muß, wenn ein radioaktives Vanadiumisotop durch K-Einfang in Titan übergeht. Für die Energiedifferenz zwischen dem V und seinem Folgeprodukt Ti erhält man eine Aussage aus dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von K-Einfang und Positronenemission zueinander. Es ergab sich, daß, wenn überhaupt vorhanden, die Positronen mindestens 500mal seltener sind als die K-Einfangprozesse, was dafür spricht, daß die Energiedifferenz $V—Ti$ kleiner ist als $2\,mc^2$, so daß Positronenemission überhaupt verboten ist. Nach theoretischen Überlegungen von Wigner sollte man nun erwarten, daß bei der Massenzahl 47 diese Differenz größer, dagegen bei der Massenzahl 49 kleiner ist als $2\,mc^2$. Das würde dafür sprechen, diese neue Halbwertszeit nicht der noch verfügbaren Masse 47 zuzuordnen, sondern sie als isomeren Zustand zu dem 3,3-min-Vanadium der Massenzahl 49 anzusehen (92). Diese Ansicht wird noch gestützt durch Betrachtungen von Turner (87) über die Menge der entstehenden Aktivität. Da das Titanisotop 48 (das zu ^{49}V führen würde) rund zehnmal häufiger ist als 46 (zu ^{47}V), sollte man aus der Intensität der 600-d-Aktivität eine Aussage über ihre Entstehung aus dem einen oder anderen Titanisotop machen können. Diese Überlegung spricht nach Turner ebenfalls für die Zuordnung zur Masse 49. Als gesichert darf dieser Fall von Isomerie aber wohl noch nicht gelten.

^{52}Mn. Die beiden Isomere von ^{52}Mn mit 21 min und 7 d Halbwertszeit können aus den Reaktionen $^{54}Fe\ (d, \alpha)\ ^{52}Mn$ und $^{52}Cr\ (p, n)^{52}Mn$ hergestellt werden. Hierbei bliebe an sich noch die Möglichkeit offen, daß eine der beiden Halbwertszeiten dem ^{54}Mn zuzuordnen wäre, entsprechend $^{56}Fe\ (d, \alpha)\ ^{54}Mn$ und $^{54}Cr\ (p, n)\ ^{54}Mn$. Nun ist aber dieser Platz schon belegt durch ein Mn-Isotop, das in 310 d durch K-Einfang in ^{54}Cr zerfällt; es kann hergestellt werden aus $^{51}V\ (\alpha, n)$; $^{52}Cr\ (d, n)$ und $^{56}Fe\ (d, \alpha)$. Daß die Reaktion $^{54}Cr\ (p, n)\ ^{54}Mn$ nicht beobachtet wurde, läßt sich zwanglos aus der geringen Häufigkeit des Isotops ^{54}Cr (2,3 Proz.) verstehen. Man hat also auf jeden Fall drei Halbwertszeiten auf die beiden Isotope ^{52}Mn und ^{54}Mn zu verteilen; da bei $^{51}V\ (\alpha, n)\ ^{54}Mn$ nur die längste der drei Perioden auftritt, ist es wohl sicher, daß die beiden stets gemeinsam auftretenden kürzeren Perioden dem ^{52}Mn zuzuordnen sind (58).

Beide Isomere emittieren Positronen, gehen also in ^{52}Cr über. Dabei scheint hier kein genetischer Zusammenhang zu bestehen, da die beiden β-Spektren recht verschieden sind. Der 21-min-Abfall zeigt eine obere Grenze von 2,2 MeV und γ-Strahlen von 1,2 MeV; beim 7-d-Abfall reichen die Positronen bis 0,77 MeV und die γ-Strahlung hat 1,0 MeV Energie. Dabei ist die γ-Strahlung des 7-d-Isomers zehnmal intensiver als die des 21-min-Zustandes, bei dem 2 γ-Quanten auf jedes emittierte Positron entfallen. Will man daher für den 7-d-Zustand nicht eine nachfolgende Kaskade aus sehr vielen γ-Quanten annehmen, so ist man gezwungen, diese γ-Intensität einer alternativen Zerfallsmöglichkeit mit rund 20facher Zerfallswahrscheinlichkeit zuzuschreiben, bei der keine Positronen emittiert werden. Eine solche Möglichkeit ist der Einfang eines K-Elektrons. Danach scheint also der 7-d-Zustand hauptsächlich durch K-Einfang unter Emission einer γ-Strahlung von 1 MeV zu zerfallen; daneben werden auch Positronen emittiert. Der 21-min-Zustand dagegen zerfällt durch Positronenemission; ob die wenigen γ-Quanten, die dort auftreten, im Anschluß an den β-Zerfall emittiert werden oder ebenfalls von einer dualen K-Zerfallsmöglichkeit herrühren, könnte durch β-γ-Koinzidenzmessungen entschieden werden (46, 47).

Mehr ist zur Zeit über ^{52}Mn nicht bekannt. Insbesondere ist die Aufstellung eines Termschemas und ein Vergleich mit den theoretischen Erwartungen noch nicht möglich.

^{60}Co. Bei *Co* herrscht in der Literatur keine volle Einigkeit darüber, ob außer dem gewöhnlichen ^{59}Co noch ein zweites stabiles, aber sehr seltenes Isotop ^{57}Co existiert. Letzteres wäre isobar mit ^{57}Fe; seine Existenz würde daher der Mattauchschen Regel zuwiderlaufen. Ein eindeutiger experimenteller Beweis für seine Existenz liegt bisher auch noch nicht vor.

Nimmt man an, daß es nicht existiert, so muß man die beiden durch langsame Neutronen in *Co* erzeugten Halbwertszeiten von 11 min und 2 Jahren beide dem ^{60}Co zuordnen, das demnach isomer wäre. Die Frage ist aber bisher noch in keiner Weise geklärt. Für diese Zuordnung spricht die Tatsache, daß *Co* einen sehr hohen Absorptionsquerschnitt für langsame Neutronen besitzt ($35 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$), obwohl die 11-min-Periode nur recht schwach angeregt wird. Man könnte also vielleicht annehmen, daß die Absorption hauptsächlich zu der langlebigen Substanz führt.

Die Zuordnung ist nicht eindeutig, da Livingood und Seaborg (56a) die Periode von 2 Jahren bei längerer Meßdauer in eine kürzere von einigen Monaten und eine längere von rund 10 Jahren zerlegen konnten, wobei die kürzere vielleicht von einer Verunreinigung herrührt. Übrigens läßt sich auch ein langlebiges *Co* aus *Fe* (d, n) erzeugen, das sicher nicht die Massenzahl 60 haben kann.

Mit der langen Lebensdauer ist nach Risserschen Absorptionsmessungen (73) außer einer γ-Strahlung von etwa 1,5 MeV mittlerer Energie ein weiches β-Spektrum mit 30 mg/cm² *Al*-Reichweite der β-Strahlen und ein hartes β-Spektrum mit 650 mg/cm² *Al*-Reichweite verbunden. Das letztere würde einer oberen Grenze von etwa 1,5 MeV entsprechen, während das erste eine β-Strahlung um 200 keV herum ergäbe.

Diese Isomerie ist als sehr unsicher zu betrachten.

^{69}Zn. Die beiden Halbwertszeiten von 57 min und 13,8 h, die chemisch dem Zink zugeordnet werden müssen, konnten hergestellt werden entweder durch Anlagerung eines Neutrons an ein *Zn*-Isotop in den Reaktionen *Zn* (d, p) und *Zn* (n, γ). Daraus folgt, daß nur die *Zn*-Isotope 65, 67, 68, 69 oder 71 Träger der Aktivität sein können. Oder aber es wurden beide Halbwertszeiten durch Bestrahlung von Gallium hergestellt in der Reaktion (d, α), bei der nur die Isotope 67 und 69, oder schließlich (n, p), bei der nur 69 und 71 entstehen können. Allen Reaktionen gemeinsam ist nur das Zinkisotop 69, dem somit beide Halbwertszeiten mit Sicherheit zuzuordnen sind (59).

Die emittierten β-Strahlen wurden durch Absorption in *Al*-Folien näher untersucht (51, 59). Hierbei ergab sich für beide Halbwertszeiten eine Reichweite von 0,4 g/cm², was rund einer oberen Grenze von 1 MeV für das β-Kontinuum entspricht. Eine Elektronenlinie, herrührend von innerer Umwandlung eines γ-Strahls, ist nicht vorhanden, was übereinstimmend aus den Absorptionsmessungen und Untersuchungen im β-Spektrographen folgt. Bei der Halbwertszeit von 57 min wurde keine γ-Strahlung beobachtet, dagegen eine solche mit 3,6 g/cm² *Pb* Halbwertsschicht entsprechend etwa 430 keV[6]) beim 13,8-h-Abfall. Gleichzeitig wurde festgestellt, daß der Koeffizient der inneren Umwandlung für diese γ-Strahlung, wenn überhaupt merkbar, sicher kleiner als 0,1 ist. Daher wurde vermutet, daß sich eine physiko-chemische Isomerentrennung, die ja notwendig die Ausstoßung eines Umwandlungselektrons voraussetzt, beim *Zn* nicht durchführen läßt. Diese

6) Kennedy, Seaborg und Segrè (51) leiten aus dem angegebenen Absorptionskoeffizienten $E = 470$ keV ab. Der etwas geringere Wert 430 keV scheint mir besser; die Differenz beider gibt ungefähr ein Maß für die Unsicherheit solcher Aussagen auf Grund von Absorptionsmessungen.

Vermutung hat sich späterhin tatsächlich bestätigt (77).

$^{79,\,81}Se$. Bei Selen waren von Bothe und Gentner (11) durch den Photoeffekt (γ, n) zwei Halbwertszeiten von 17 min und 57 min gefunden worden, die sich ebenfalls durch (n, γ) herstellen ließen und daher nur den Massen 75, 79 und 81 zugeordnet werden konnten. Diese Zuordnung wurde noch verschärft durch die sehr gründliche Untersuchung von Langsdorf und Segrè (53), die beide Halbwertszeiten auch aus Brom über (n, p) gewinnen konnten und damit die Masse 75 ausschieden. Sie klärten auch einige widersprechende Resultate von Snell (84) auf und kamen zu folgenden Ergebnissen:

Durch Einfang (d, p) oder (n, γ) entsteht aus Selen ^{83}Se mit 30 min Halbwertszeit, aus dem über ^{83}Br das Isomerenpaar ^{83}Kr nachgebildet wird (siehe dort). Außerdem gibt es zwei Halbwertszeiten von 19 min und 1 h, die offenbar mit den von Bothe und Gentner gefundenen übereinstimmen. Es läßt sich nachweisen, daß beide ein Isomerenpaar zur Massenzahl 79 oder 81 bilden. Dies gelang mit Hilfe einer ähnlichen Trennmethode wie bei den Tellurisomeren (vgl. den Bericht von Starke [85]), die im wesentlichen auf der chemischen Unterscheidung von seleniger Säure und Selensäure aufbaut. Es ergab sich hierbei, daß die 1-h-Substanz dem angeregten Zustande entspricht, aus dem der 19-min-Grundzustand nachgebildet wird. Das β-Kontinuum für beide Zustände stimmt erwartungsgemäß überein und hat eine obere Grenze von 1,5 MeV. Die vom oberen zum unteren Zustande führende Linie konnte an ihren K- und L-Umwandlungselektronen nachgewiesen werden; die Energiedifferenz beträgt 98 keV.

^{80}Br. Von allen bekannten Isomerien ist diejenige bei ^{80}Br am besten untersucht. Wir haben bereits im ersten Teil dieser Arbeit mehrfach davon gesprochen und erwähnt, daß Fleischmann (34b) nachgewiesen hat, daß beide Halbwertszeiten von 18 min und 4,5 h durch Einfang des Neutrons im gleichen Resonanzniveau angeregt werden. Natürlich ist es auch möglich, auf anderem Wege die beiden Isomere zu erzeugen, etwa durch (γ, n), wie es Bothe und Gentner (10a) in ihrer klassischen Arbeit taten oder durch die Reaktion ^{80}Se (p, n) ^{80}Br.

An ^{80}Br gelang es auch zuerst, eine Trennung der beiden Isomere auszuführen, d. h. also nach Abklingung des primär entstandenen 18-min-Zustandes diesen aus dem mit 4,5 h abfallenden Präparat nach vielen Stunden immer wieder aufs neue abzutrennen. Damit war nachgewiesen, daß der kurzlebige Zustand aus dem langlebigen entsteht.

Betrachten wir zunächst das β-Kontinuum, so gehört es demnach ausschließlich dem unteren von beiden Zuständen an, also der 18-min-Periode, und tritt bei dem 4,5-h-Abfall nur deshalb mit auf, weil dieser nicht von der Muttersubstanz allein herrührt, sondern von einer Gleichgewichtsmischung aus jener (4,5 h) und der Tochtersubstanz von 18 min Halbwertszeit. Die wohl genauesten Messungen mit dem β-Spektrographen ergaben denn auch völlig gleich aussehende β-Kontinua für beide Zerfallszeiten; Alichanow und Mitarbeiter (4, 5) fanden für die obere Grenze beim 18-min-Zerfall ($2{,}00 \pm 0{,}10$) MeV und beim 4,5-h-Zerfall ($2{,}05 \pm 0{,}10$) MeV. Ältere Absorptionsmessungen von Snell (84) widersprechen diesem Befund allerdings. Er fand nämlich für die Elektronen des 18-min-Zerfalls eine etwas größere Reichweite von 3,9 mm in Aluminium als für den 4,5-h-Zerfall mit 3,4 mm. Diese Differenz würde, nach Feather ausgewertet, bedeuten, daß die obere Grenze des 18-min-Kontinuums um rund 200 keV höher liegt als die desjenigen von 4,5 h.

Es ist schwer zu sagen, wodurch die Absorptionsmessungen von Snell entstellt sind. Sie widersprechen aber nicht allein den durch die Trennversuche inzwischen gesicherten genetischen Zusammenhängen, sondern auch älteren Erfahrungen über die Anregungsfunktion der Reaktion ^{80}Se (p, n) ^{80}Br von Du Bridge und Mitarbeitern (26), auf die weiter unten noch zurückzukommen sein wird. Wir müssen jedenfalls für ^{80}Br unbedingt das Schema Fig. 2 als zutreffend erkennen.

Dem Übergang aus dem oberen in das untere Niveau entspricht eine teilweise in Elektronenlinien umgewandelte γ-Strahlung. Das Vorhandensein der γ-Strahlung selbst scheint ziemlich sicher; Grinberg und Roussinow (40) geben ihre Energie mit 37 keV an, De Vault und Libby (24) mit 30 bis 40 keV. Siday (83) schloß aus Nebelkammeraufnahmen auf einen inneren Umwandlungskoeffizienten von $\alpha = 0{,}3$. Dieser Wert scheint doch beträchtlich zu klein, da ja nach den Vorstellungen, die wir von der Isomerentrennung haben, nur dann ein physikochemischer Trenneffekt zu erwarten ist, wenn der Übergang durch Emission eines K-Elektrons erfolgt. Da die Ausbeute der Trennung mindestens 85 Proz. beträgt, setzt dies auch mindestens $\alpha = 0{,}85$ voraus.

Die Umwandlungselektronen geben zu einem β-Spektrum Anlaß, dessen Untersuchung im β-Spektrographen (89) zwei starke Linien bei (44 ± 1) keV und ($33{,}5 \pm 1$) keV und eine sehr schwache Linie bei ($21{,}5 \pm 2$) keV ergab. Während die letzte sicher zum Teil von dem langlebigen ^{82}Br (33 h) herrührt, das bei den Ver-

suchen anwesend war, sind die beiden starken Linien einwandfrei der Umwandlung einer γ-Energie von 46 keV an der K-Schale ($E_K = 12{,}5$ keV) und an der L-Schale ($E_L = 1{,}5$ keV) zuzuordnen. Siday (83) fand ebenfalls beide Linien in der Nebelkammer und gab die γ-Energie in hinreichender Übereinstimmung zu 43 keV an.

Über die Ordnungsvorgänge, die sich an die Ausstoßung des K-Elektrons aus der Elektronenhülle des Bromatoms anschließen, ist folgendes bekannt: Die emittierte Röntgenstrahlung rührt großenteils her von dem Sprung eines L-Elektrons in die Lücke der K-Schale. Man kann sich davon durch charakteristische Absorptionsversuche überzeugen: In Fig. 9 ist der Absorptionskoeffizient verschiedener Elemente für Röntgenstrahlen als Funktion der Wellenlänge schematisch dargestellt. Die energiereichen kurzen

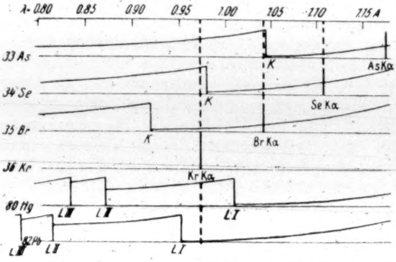

Fig. 9. Absorption von Röntgenstrahlen in verschiedenen Elementen.

Wellen können durch Photoeffekt an der K-Schale absorbiert werden, dann folgt die K-Kante, an der der Absorptionskoeffizient plötzlich abfällt, weil die Röntgenenergie nicht mehr ausreicht, um ein K-Elektron im Absorber abzulösen, und es folgt reine L-Absorption, bis bei noch größerer Wellenlänge auch diese unmöglich wird. Die zu entscheidende Frage ist nun die nach der Wellenlänge der vom Brom infolge des isomeren Überganges emittierten Röntgenstrahlen. Nach unserer Deutung muß es sich dabei hauptsächlich um die $K\alpha$-Linie des Broms handeln, die mit dem Übergang eines L-Elektrons in die K-Schale beim Brom verknüpft ist. Die Lage dieser Linie ist durch eine gestrichelte Vertikale in dem Diagramm angedeutet. An sich bestünde auch die Möglichkeit, daß das eine oder andere Nachbarelement des Broms, also Selen oder Krypton, vorläge; das erste würde man erwarten, wenn die beobachtete konvertierte γ-Strahlung von einem K-Einfang an Stelle des isomeren Überganges herrührte, das zweite, wenn sie im Gefolge eines normalen β-Überganges aufträte. Auch die Lagen der $K\alpha$-Linien von *Se* und *Kr* sind deshalb in die Figur eingetragen. Charakteristische Absorptionsversuche unter Verwendung des Absorptionssprunges an der K-Kante bei *As*, *Se* und *Br* sowie des Sprunges an der *LI*-Kante bei *Hg* und *Pb* wurden von Roussinow und Yusephovich (74) ausgeführt. Das folgende Schema zeigt, daß der Befund vollständig die Erwartung bestätigt, daß es sich um die $K\alpha$-Linie des Broms handelt. Das ist eine unabhängige weitere Bestätigung für das Isomerieschema.

Absorber	Absorption von			Befund
	Se $K\alpha$	*Br* $K\alpha$	*Kr* $K\alpha$	
As	schwach	stark	stark	stark
Se	schwach	schwach	stark	schwach
Br	schwach	schwach	schwach	?
Hg	schwach	schwach	stark	schwach
Pb	schwach	schwach	schwach	schwach

Der 18-min-Zerfall soll nach De Vault und Libby (24) mit einer γ-Strahlung von 0,6 MeV Energie verbunden sein. Wenn diese γ-Strahlung wirklich existiert, dann sollte man annehmen, daß sie sich auch noch zeigt, wenn das Gemisch aus 4,5-h-Muttersubstanz und 18-min-Folgeprodukt im Gleichgewicht vorliegt und mit der gemeinsamen Halbwertszeit von 4,5 h abfällt. Hierüber ist wohl noch nichts Genaues bekannt.

Wir können versuchen, die gemessenen Zahlen auch theoretisch verständlich zu machen. Berechnen wir den Koeffizienten der inneren Umwandlung für eine Energiedifferenz von 46 keV, so erhalten wir aus den theoretischen Kurven für die Drehimpulsdifferenz $l = 2$ bereits $\alpha = 91{,}5$ Proz. und bei $l = 3$ sogar $\alpha = 99{,}3$ Proz. Das paßt gar nicht zu dem Wert $\alpha = 0{,}3$ von Siday, dagegen ist es gut verträglich mit der Tatsache, daß die physiko-chemische Methode der Isomerentrennung sehr hohe Ausbeuten hat. Sollte sich der Wert von Siday bestätigen, so würde er sowohl die Drehimpulstheorie der Isomerie über den Haufen werfen, als auch den Mechanismus der Isomerentrennung wieder völlig unverständlich machen. Im einzelnen ergeben sich folgende Zahlenwerte für die Umwandlung an der K-Schale:

$$\text{für } l = 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5$$

$$\frac{N_e}{N_q} = 12 \quad 145 \quad 1780 \quad 18600$$

Über die Kernspins der beiden isomeren Zustände kann man zu folgender Aussage kommen: Da der β-Zerfall des unteren Zustandes mit einer oberen Grenze von 2 MeV und einer Halbwertszeit von 18 min erfolgt, kann man prüfen, welcher

Punkt ihm im Sargentdiagramm entspricht. Man sieht dann, daß es sich um einen β-Übergang handelt, der wahrscheinlich nicht verboten, höchstens aber mit der Drehimpulsdifferenz 1 verbunden ist. Da der Folgekern ^{80}Kr dem Gerade-gerade-Typ angehört, wird man ihm mit einiger Sicherheit den Spin Null zuschreiben dürfen, und muß dann wohl ebenfalls den Spin Null für den Grundzustand von ^{80}Br annehmen. Der angeregte Zustand hat dann entsprechend seiner Halbwertszeit von 4,5 h auf Grund der Drehimpulstheorie den Kernspin 4.

Soweit sind alle Überlegungen in sich widerspruchsfrei. Eine ernste Schwierigkeit für die Drehimpulstheorie scheint sich aber zu ergeben, wenn wir die Entstehung der beiden isomeren Zustände betrachten. Die beiden Bromisomere können durch verschiedene Kernreaktionen hergestellt werden, nämlich $^{79}Br\,(n,\gamma)$, $^{79}Br\,(d,p)$, $^{81}Br\,(\gamma,n)$, $^{81}Br\,(n,2n)$, $^{80}Se\,(p,n)$. Bei allen diesen Reaktionen hat sich ergeben, daß beide Halbwertszeiten größenordnungsmäßig etwa gleich stark angeregt werden. Für die Reaktion (n,γ) ist das nicht weiter verwunderlich: Es entsteht zunächst der hochangeregte Zwischenkern, der dann durch eine Kaskade von γ-Übergängen in tiefere Zustände übergeht. Innerhalb einer solchen Kaskade kann sich natürlich jede Auswahlregel völlig verwischen. Auch für die Reaktion (d,p) oder $(n,2n)$ sind die Schwierigkeiten vielleicht nicht so groß, da man immerhin von den stabilen Bromkernen ausgeht, die bereits den Spin 3/2 besitzen. Dagegen völlig unverständlich müssen vom Standpunkte der Drehimpulstheorie die schon mehrfach erwähnten Ergebnisse von Du Bridge und Mitarbeitern (26) bei der Reaktion (p,n) erscheinen. Hier ist der Ausgangskern ^{80}Se vom Gerade-gerade-Typ, so daß man ihm wohl sicher den Spin Null zuschreiben darf. Das System aus diesem Kern und dem Proton, das vor der Reaktion vorhanden ist, hat also insgesamt den Drehimpuls $\frac{1}{2}$ herrührend vom Protonspin, sofern ein zentraler Stoß vorliegt. Das schließlich entstehende System muß im Fall der Anregung des 4,5-h-Zustandes den Drehimpuls 4 vom ^{80}Br und $\frac{1}{2}$ vom Neutronspin haben, also mindestens $3\frac{1}{2}$, wenn beide entgegengesetzt gerichtet sind. Mithin liegt eine Spinänderung um mindestens 3 Einheiten vor, die dadurch kompensiert werden muß, daß entweder der Stoß des Protons gegen den Selenkern exzentrisch mit diesem Drehimpuls erfolgte, oder daß das Neutron mit dem Drehimpuls 3 emittiert wird. Beides würde eine ganz beträchtliche Herabsetzung des Wirkungsquerschnittes für diesen zum angeregten 4,5-h-Zustande führenden Prozeß zur Folge haben, wohingegen bei der Erzeugung des Grundzustandes von 18 min und dem Spin Null keinerlei solche Schwierigkeiten auftreten würden. Daß die experimentelle Erzeugung des angeregten Zustandes dennoch mit einer vergleichbaren Häufigkeit geschieht, daß man also überhaupt bei dieser Reaktion etwas von Isomerie merkt, erscheint danach einstweilen als eine recht schwere Belastung der Drehimpulstheorie und kann vielleicht als Argument dafür dienen, daß hier ein Fall vorliegt, auf den das Modell der rotationsfreien Oberflächenschwingungen besser paßt.

^{83}Kr. Lagert man an ^{82}Se durch (n,γ) oder (d,p) ein Neutron an, so entsteht das β-aktive ^{83}Se, das mit 30 min Halbwertszeit in ^{83}Br übergeht, das seinerseits in 2,4 h weiter zerfällt in ^{83}Kr. Der Kryptonkern entsteht dabei zunächst in einem angeregten Zustande, der erst mit 113 min Halbwertszeit in den stabilen Grundzustand übergeht. Die dabei emittierte Strahlung besteht nach Absorptionssmessungen von Langsdorf und Segrè (53) aus Elektronen von 35 keV, die gedeutet werden können als Umwandlungselektronen einer Energiedifferenz von 49 keV. Für das Verhältnis N_e/N_q erhält man bei der angegebenen Energiedifferenz und $l=3$ den Wert 112, bei $l=4$ rund 1350. Die Linie muß also fast völlig umgewandelt sein. Die beobachtete Lebensdauer des metastabilen Zustandes führt etwa auf $l=4$. Da man den Spin des stabilen ^{83}Kr-Grundzustandes kennt ($i=9/2$), folgt für den angeregten Zustand ziemlich sicher der Kernspin $i=1/2$. Dies paßt auch recht gut dazu, daß der β-Übergang von ^{83}Br in den angeregten Zustand von ^{83}Kr erfolgt.

Kr. Weitere Isomerien bei Krypton sind kürzlich wahrscheinlich geworden (17). Bei der Bestrahlung von Brom (stabile Isotope 79 und 81) mit Protonen entstehen zwei kurzlebige Kryptonisotope von (13 ± 2) sec und (55 ± 2) sec Halbwertszeit. Sie emittieren, wie die Untersuchung im β-Spektrographen zeigt, beide nur je eine konvertierte γ-Linie von 127 keV bzw. 187 keV. Nimmt man an, daß die beiden Aktivitäten durch die Reaktion (p,n) entstanden sind, so müssen sie den Massen 79 und 81 angehören, und zwar angeregten Zuständen dieser Isotope entsprechen. Über ihre Grundzustände, die Positronen emittieren müßten, ist nur bekannt, daß noch ein langlebiges Krypton von 34 h Halbwertszeit, das Positronen mit einer oberen Grenzenergie von 400 keV emittiert, zur Masse 79 oder 81 zugeordnet werden muß.

Nimmt man an, die beiden kurzlebigen Substanzen seien durch (p,γ)-Reaktion entstanden, so gehören sie zu den Massenzahlen 80 und 82, sind also angeregte Zustände zweier stabiler Kryptonisotope. Diese Annahme würde einer

Regel von Mattauch (60a) zuwiderlaufen, die wir am Schluß dieses Berichts noch zu besprechen haben.

Für das 55-sec-Krypton konnte durch kritische Absorptionsversuche mit Hilfe der *L*-Kanten von *Au* und *Pt* nachgewiesen werden, daß sein Folgeprodukt ebenfalls *Kr* ist, daß also auf jeden Fall ein angeregter Zustand vorliegen muß.

^{85}Sr. Durch Bestrahlung von *Rb* mit Protonen (28) entstehen die Strontiumhalbwertszeiten 70 min und 66 d. Beide müssen dem Prozeß $^{85}Rb\,(p, n)\,^{85}Sr$ entspringen, da die Reaktion an ^{87}Rb zu ^{87}Sr führen würde, das stabil ist und von dem man bereits weiß, daß es einen metastabilen Zustand anderer Lebensdauer besitzt (siehe unten). Die Erzeugung von ^{85}Sr durch Neutronenanlagerung an ^{84}Sr ist wegen der Seltenheit dieses Isotops bisher nicht gelungen.

Die beiden Halbwertszeiten machen sich nicht durch ein normales β-Spektrum bemerkbar. Vielmehr scheint die kurze Periode lediglich mit einer Elektronenlinie von 160 keV verknüpft zu sein, die man vielleicht dahin deuten kann, daß dieser Zustand mit 70 min Halbwertszeit in den 66-d-Grundzustand übergeht. Es ist bemerkenswert, daß, falls diese Deutung zutrifft, hier ein Fall vorliegt, bei dem der angeregte Zustand der kurzlebigere ist. Bei der angegebenen Energiedifferenz, die aber unsicher ist, sollte die γ-Strahlung nur teilweise umgewandelt sein. Man erhält für $l = 5$ $N_e/N_q = 10$ und für $l = 4$ $N_e/N_q = 2$. Die beobachtete Halbwertszeit entspricht einer Drehimpulsdifferenz von 4 bis 5 Einheiten.

Der langlebige Grundzustand scheint durch *K*-Einfang in ^{85}Rb überzugehen. Beobachtet wurde lediglich eine γ-Strahlung von etwa 0,8 MeV, aber keine Positronen.

^{87}Sr. Dem Isotop ^{89}Sr wurden lange Zeit zwei Halbwertszeiten von knapp 3 h und von 55 d zugeschrieben. Du Bridge und Marshall (27) gelang dann die Herstellung der 3-h-Aktivität auch durch die Reaktion $Sr\,(p, n)$, die zunächst zu einem *Y*-Isotop von 85 h Halbwertszeit führte, das unter *K*-Einfang in das 3-h-Strontium überging. Außerdem konnten sie auch durch $Rb\,(p, n)$ zum gleichen *Sr*-Isotop kommen (28). Danach blieb als einzige Möglichkeit die Zuordnung dieser Aktivität zu einem metastabilen Zustande des stabilen ^{87}Sr. Besonders klar konnte das auch Reddemann (70, 71) zeigen mit Hilfe des reinen ^{87}Sr-Präparats des Hahnschen Instituts, das bei Bestrahlung mit Neutronen von 2,5 MeV Energie diese Halbwertszeit zeigte. Da der Prozeß durch langsame Neutronen nicht ausgelöst wird, ist seine Zuordnung sicher: Es liegt eine Stoßanregung des stabilen Ausgangskerns vor, wie sie auch sonst in mehreren Fällen heute bekannt ist. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Anregungsprozeß wurde zu etwa $3 \cdot 10^{-25}$ cm² abgeschätzt. Die Halbwertszeit wurde auf 170 min korrigiert. Du Bridge und Marshall (27) konnten schon früher zeigen, daß eine Elektronenlinie von 360 keV auftritt; das entspricht einer Anregungsenergie von rund 380 keV für den metastabilen Zustand.

Es ist bemerkenswert, daß auch der Grundzustand von ^{87}Sr genau wie der von ^{83}Kr den großen Kernspin 9/2 besitzt.

^{87}Y. Aus $Sr\,(p, n)\,Y$ entstehen bei einer Protonenenergie von 6,7 MeV nicht weniger als vier verschiedene Halbwertszeiten (28). Eine Positronenstrahlung von 2 h kann auch durch $^{89}Y\,(n, 2n)$ gewonnen werden und gehört eindeutig zu ^{88}Y. Außerdem werden die Halbwertszeiten 14 h, 80 h und 105 d erhalten. Da die beiden kürzeren davon auch durch $Sr\,(d, n)$ entstehen, kommen für sie nur die Isotope ^{87}Y und ^{88}Y in Frage. Da bei Herstellung von ^{88}Y keine der beiden Halbwertszeiten mit erhalten wird, muß man wohl beide dem ^{87}Y zuschreiben. Die lange Periode von 105 d wird dem ^{86}Y zugeordnet.

Mit dem 80-h-Abfall ist eine Elektronenlinie verbunden, die mit der von ^{87}Sr übereinstimmt. Es kann auch tatsächlich gezeigt werden, daß dies Isotop daraus nachgebildet wird. Durch periodische Abtrennungen findet man, daß es mit 80 h Halbwertszeit entsteht. Da andere Elektronen, als die des ^{87}Sr nicht beobachtet werden, wird angenommen, daß ein *K*-Einfang vorliegt. Der 14-h-Zustand scheint der angeregte zu sein und durch einen γ-Strahl von etwa 500 keV, der nur schwach umgewandelt ist, in den Grundzustand überzugehen. Es scheint danach folgender Zusammenhang zu bestehen:

$$^{87}Y^* \xrightarrow[14\,\mathrm{h}]{\gamma} {}^{87}Y \xrightarrow[80\,\mathrm{h}]{K} {}^{87}Sr^* \xrightarrow[2{,}7\,\mathrm{h}]{(\gamma)} {}^{87}Sr\,.$$

Sehr sicher sind diese Zuordnungen aber wohl noch nicht.

Y. Einen weiteren Fall von Isomerie vermutet Götte (39) bei einem durch Uranspaltung hergestellten Yttrium. Ein und dasselbe Strontium von 8,5 h Halbwertszeit bildet nämlich Yttrium von zwei verschiedenen Halbwertszeiten (50 min und 57 d) nach. Die Strahlung dieser beiden Yttria, beobachtet in einem 100-μ-*Al*-Zählrohr, erweist sich als innerhalb der Fehlergrenzen gleich hart. Eine γ-Strahlung wird nicht beobachtet. Es ist sehr wohl denkbar, daß das eine der beiden Yttria aus dem anderen entsteht unter Emission einer Linie von Umwandlungs-

elektronen, die vom Zählrohr nicht registriert wurde, weil sie zu weich ist.

^{89}Zr. Bei der Reaktion $^{89}Y\,(p, n)\,^{89}Zr$ entstehen bei einer Protonenenergie von 6,7 MeV mit großer Intensität zwei chemisch als Zirkon erwiesene Substanzen von 4,5 min und 78 h Halbwertszeit (28). Nebelkammerbeobachtungen zeigen, daß bis zum Abklingen der 4,5-min-Periode viele γ-Strahlen anwesend sind, während nachher nur noch Positronen sichtbar bleiben, deren obere Grenzenergie durch Absorptionsmessungen in *Al* zu etwa 1 MeV festgelegt wurde. Es wird deshalb angenommen, daß auch hier eine Isomerie vorliegt nach dem Schema

$$^{89}Zr^* \xrightarrow[4{,}5\ \text{min}]{\gamma} {}^{89}Zr \xrightarrow[78\ \text{h}]{\beta^+} {}^{89}Y.$$

Angaben über die Energie der γ-Strahlung fehlen bisher.

^{93}Nb. Die Existenz der drei Reaktionen $^{92}Zr\,(n, \gamma)$, $^{94}Zr\,(n, 2n)$ und $^{96}Mo\,(n, \alpha)$ wurde vermutet, die alle drei zum gleichen Isotop ^{93}Zr führen, einem β-Strahler von 63 Tagen Halbwertszeit. Chemisch als Niob nachgewiesen und abgetrennt wurde dessen Folgeprodukt von 55 d Halbwertszeit, das Elektronen aussendet, die zu einer Linie von 150 bis 200 keV Energie zu gehören scheinen, wie Nebelkammer- und Absorptionsbeobachtungen zeigen (76). Da ^{93}Nb ein stabiles Isotop ist, bleibt dann nur die Möglichkeit, diese Aktivität einem metastabilen Zustande eben dieses Isotops zuzuschreiben:

$$^{93}Zr \xrightarrow[63\ \text{d}]{\beta^-} {}^{93}Nb^* \xrightarrow[55\ \text{d}]{(\gamma)} {}^{93}Nb.$$

Der Kernspin des Grundzustandes ist auch in diesem Falle gleich 9/2.

Es wäre interessant, nachzuprüfen, ob man die 55-d-Aktivität auch in Niob durch Bestrahlung mit Neutronen von 2,5 MeV anregen kann.

Element 43. Beschießt man Molybdän mit langsamen oder schnellen Neutronen, so entsteht ein Isotop von 66 h Halbwertszeit, das man nach der Art seiner Entstehung wohl eindeutig der Masse 99 zuordnen muß (76). Aus diesem ^{99}Mo wird ein $^{99}43$ nachgebildet, das an seiner Halbwertszeit von 6 h erkennbar ist (82). Dies Isotop bot besonderes Interesse auch in chemischer Hinsicht, da es bei der gänzlichen Abwesenheit eines stabilen Isotops von Element 43 zum ersten Male gestattete, die chemischen Eigenschaften dieses fehlenden Elements zu untersuchen. Seaborg und Segrè (80) haben deshalb eingehend das chemische Verhalten der 6-h-Aktivität studiert und gefunden, daß es genau den Erwartungen entspricht, die man von einem niederen Homolog des Rheniums liegen muß.

Die Aktivität dieses Elements ist von verschiedenen Autoren näher untersucht worden. Dabei stellte sich heraus, daß es kein β-Kontinuum emittiert, sondern nur zwei Elektronenlinien, die der Umwandlung eines γ-Strahls am *K*- und *L*-Niveau entsprechen (49, 80). Die Energie dieses γ-Strahls wird von Seaborg und Segrè zu 136 keV angegeben. Sie führten außer den genauen Messungen im magnetischen β-Spektrographen auch noch orientierende Absorptionsversuche durch, bei denen sich die Anwesenheit einer nicht merkbar umgewandelten γ-Linie von 180 keV herausstellte, die ebenfalls mit 6 h abfiel und deren Intensität etwa 1 γ-Quant je Umwandlungselektron der 136-keV-Differenz betrug. Daß die beobachtete Elektronenlinie bei 116 keV wirklich von Umwandlungselektronen einer Differenz von 136 keV herrührt, beweist auch die Untersuchung der emittierten Röntgenstrahlung, die von der Ordnung der Elektronenhülle nach Emission des Umwandlungselektrons herrührt und genau die Frequenz der $K\alpha$-Linie zur Ordnungszahl 43 zeigt. Das wurde sowohl durch das übliche Verfahren kritischer Absorptionsversuche als auch unmittelbar in einem Kristall-Röntgenspektrographen festgestellt.

Auch bei dieser Isomerie sind noch einige Fragen ungeklärt: Erstens beobachtet man eine rund achtmal größere Häufigkeit der Zerfallselektronen von ^{99}Mo als von der Tochtersubstanz $^{99}43$. Das könnte den Eindruck erwecken, als ob der Grundzustand des Elements 43 in der überwiegenden Zahl der Fälle direkt erzeugt würde ohne den Umweg über den angeregten Zustand zu nehmen. Nach den Auswahlregeln für den β-Zerfall wäre ein derartiges Verhalten nur schwer zu verstehen; auch ist von einer dann zu erwartenden Komplexität des β-Kontinuums von ^{99}Mo bisher nichts bekannt.

Zweitens weiß man auch gar nichts darüber, was mit dem Grundzustand von $^{99}43$ weiterhin geschieht. Da er ein stabiles benachbartes Isobar $^{99}_{44}Ru$ hat, muß man wohl annehmen, daß er durch β-Zerfall in dieses übergeht. Die Halbwertszeit muß extrem lang ($>$ 40 Jahre) und die Zerfallsenergie gering sein, so daß dieser Übergang sich bisher der Beobachtung entzogen hat. Man hätte dann im ganzen das Zerfallsschema:

$$^{99}_{42}Mo \xrightarrow[66\ \text{h}]{\beta^-} \binom{99}{43} \xrightarrow[6\ \text{h}]{136\ \text{keV}} \binom{99}{43} \xrightarrow[10^{-14}\ \text{sec}]{\gamma,\ 180\ \text{keV}} \binom{99}{43} \xrightarrow[\text{sehr lang}]{\beta^-} {}^{99}_{44}Ru\,.$$

Für den isomeren Übergang im $^{99}43$ ergibt sich bei der Drehimpulsdifferenz $l = 5$ ein Koeffizient der inneren Umwandlung $\alpha = 99$ Proz. und bei $l = 4$ $\alpha = 94$ Proz. Die Linie ist also vollständig umgewandelt. Berücksichtigt man das, so ergibt bei der beobachteten Halbwertszeit von 6 h die Drehimpulstheorie eine Differenz l von 4 bis 5 Einheiten. Wenn sich, wie dies Seaborg und Segrè annehmen, an den isomeren Übergang noch ein gewöhnlicher γ-Übergang von 180 keV anschließt, so ergeben die theoretischen Formeln hierfür, wenn es ein Dipolübergang ist, einen Koeffizienten der inneren Umwandlung von $\alpha = 1{,}3$ Proz., und wenn es ein Quadrupolübergang ist, von $\alpha = 7$ Proz. Diese Zahlen sind mit dem wenigen, was bisher experimentell bekannt ist, durchaus verträglich.

Alle experimentellen Daten werden am besten wiedergegeben durch ein Termschema,

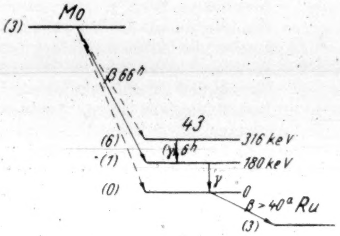

Fig. 10. Mögliches Termschema für die Isomerie bei $^{99}43$. In Klammern: Drehimpulse.

wie es in der obenstehenden Fig. 10 abgebildet ist. Die angeschriebenen Drehimpulse können dabei allerdings noch um eine Einheit in der einen oder anderen Richtung falsch sein. Das Schema soll nur zeigen, daß es möglich ist, alle bisherigen experimentellen Erfahrungen miteinander zu vereinigen; es braucht nicht eindeutig zu sein.

^{104}Rh. Aus dem einfachen Element ^{103}Rh entstehen bei Anlagerung eines Neutrons zwei Halbwertszeiten, die nach den sehr genauen Messungen von Crittenden (18) $(41{,}8 \pm 0{,}7)$ sec und $(4{,}37 \pm 0{,}05)$ min betragen. Beide müssen daher isomere Formen des Kerns ^{104}Rh sein. Die zu beiden gehörigen β^--Spektren wurden vom gleichen Verfasser (18, 19) in der Nebelkammer untersucht. Bei einer Beobachtung von etwa 520 Spuren für jeden der beiden Zustände ergab sich als obere Grenze in beiden Fällen 2,3 MeV und völlig übereinstimmende Gestalt der Spektren. Aus diesen beiden Umständen kann schon allein geschlossen werden, daß beide nur vom unteren, kürzerlebigen Zustande herrühren, der nach einiger Zeit durch Nachbildung mit dem oberen 4,4-min-Zustand im Gleichgewicht ist. Diese gleiche Gestalt ist fast wichtiger als die beobachtete gleiche obere Grenze, denn da man sowieso nur eine geringe Anregungsenergie für den metastabilen Zustand erwarten darf, wäre eine nahe Übereinstimmung der beiden Grenzenergien auch dann noch wahrscheinlich, wenn beide Zustände direkt und ohne genetischen Zusammenhang in ^{104}Pd zerfallen würden. Da aber dann einer von beiden Übergängen mit einer größeren Drehimpulsänderung verknüpft sein sollte als der andere, müßte man dann eine starke Verschiedenheit der Gestalt der beiden Spektren erwarten, deren Abwesenheit also eben auf diesen genetischen Zusammenhang hindeutet.

Der Nachweis des Zusammenhanges, nämlich der Nachbildung des 42-sec-Grundzustandes aus dem metastabilen 4,4-min-Zustand, wurde schon früher von Pontecorvo (63) geführt, der die Anwesenheit einer weichen β-Linie beim 4,4-min-Abfall beobachtete, deren Energie etwa 35 bis 60 keV entsprach, und die er als K-Umwandlungslinie einer Energiedifferenz von etwa 80 keV deutete. Der Fall ist historisch interessant, da hier Pontecorvo als erster einen solchen genetischen Zusammenhang zwischen zwei Isomeren suchte und fand.

^{106}Ag. Dem Silberisotop 106 werden die beiden Halbwertszeiten 25 min und 8 d zugeordnet, die durch folgende Reaktionen (65) gebildet werden können: Beide Halbwertszeiten entstehen durch $^{107}Ag\,(n, 2n)$ mit Neutronen von 20 MeV, $^{105}Pd\,(d, n)$, $^{106}Pd\,(p, n)$ und $^{106}Cd\,(n, p)$. Die kürzere Halbwertszeit konnte ebenfalls aus $^{107}Ag\,(n, 2n)$ mit Neutronen von 11 MeV, $^{103}Rh\,(\alpha, n)$ und $^{107}Ag\,(\gamma, n)$ gewonnen werden. Daß das andere Isomer in diesen Fällen nicht gefunden wurde, hat wohl nur Intensitätsgründe.

Der Zerfall der beiden Zustände ist zuerst von Pool (65, 66) studiert worden. Er scheint recht kompliziert zu sein, so daß bis heute keine volle Klarheit darüber herrscht. Klar liegen die Verhältnisse wohl nur für den 25-min-Abfall, der ein Positronenspektrum zeigt mit der oberen Grenze bei 1,86 MeV (Nebelkammer). Diese Zahl paßt sehr gut zu dem von Enns (29, 30) angegebenen Schwellenwert von 3,8 MeV für die Protonen bei der Reaktion $^{106}Pd\,(p, n)^{106}Ag$, entsprechend der Gleichung

$$3{,}8\ \mathrm{MeV} = (M_{\mathrm{Neutron}} - M_H)c^2 + 2\,m_{\mathrm{Elektron}}\,c^2 + 1{,}86\ \mathrm{MeV} = 0{,}76\ \mathrm{MeV} + 1{,}02\ \mathrm{MeV} + 1{,}86\ \mathrm{MeV}\,.$$

Da nur sehr wenige γ-Quanten vorhanden sind, dürften diese nur sekundär von der Vernichtungsstrahlung der Positronen herrühren.

Schwieriger liegen die Verhältnisse beim 8-d-Silber. Hier werden positive und negative Elektronen beobachtet, vor allem aber zahlreiche γ-Quanten. Enns (30) hat deshalb behauptet, daß dieser Zustand nur unter K-Einfang mit anschließender γ-Emission in ^{106}Pd übergeht. Pool und Campbell (66) geben dagegen ein Termschema an, bei dem eine Verzweigung zwischen K-Einfang, β^+- und β^--Emission im Verhältnis 640 : 1 : 40 angenommen wird. Über die auftretenden γ-Energien geben Pool und Campbell folgende Zahlen an: 0,3 MeV, 0,7 MeV und 1,0 MeV(?), Richardson (72) gibt 0,3 MeV, 0,5 MeV und 0,9 MeV sowie eine

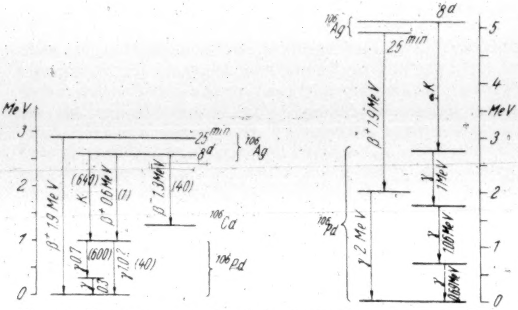

Fig. 11. Termschemata für ^{106}Ag. Links: Schema nach Pool und Campbell, rechts: nach Enns.

weiche β-Linie bei 17 keV, die von Sekundärelektronen im Gefolge des K-Einfangs herrühren soll; schließlich gibt Enns die γ-Energien 0,69 MeV und 1,06 MeV an. Die beiden von Pool und Campbell sowie von Enns vorgeschlagenen Termschemata zeigt Fig. 11. Daß ziemlich komplizierte γ-Kaskaden auftreten, folgt auch aus Koinzidenzmessungen von Feather, Bretscher und Dunworth (34), die durchschnittlich 4 bis 5 γ-Quanten je Zerfall fanden.

Über einen genetischen Zusammenhang zwischen den beiden isomeren Zuständen ist bisher nichts bekannt.

$^{107, 109}Ag$. Aus Silber kann entweder durch (p, n) oder $(d, 2n)$ ein Cadmiumisotop von 6,7 h Halbwertszeit erzeugt werden, dessen Masse daher 107 oder 109 sein muß. Die Schwellenenergie für die (p, n)-Erzeugung liegt bei einer Protonenenergie von 2,4 MeV (22).

Dies Cd-Isotop emittiert K- und L-Umwandlungselektronen einer Energiedifferenz von 93,5 keV sowie die Röntgen-K-Strahlung von Silber. Das letztere zeigt deutlich, daß das Cd durch Einfang eines K-Elektrons in das benachbarte Silberisotop übergeht, das dann seinerseits die Röntgenstrahlen emittiert (22, 6).

Alvarez, Helmholz und Nelson (6) fiel nun die ungewöhnlich hohe Umwandlungsrate der diesem Silber zuzuordnenden γ-Strahlen an der L-Schale auf. Sie vermuteten daher, daß hier ein Zustand mit hohem Drehimpuls vorliege, so daß der γ-Übergang aus dem angeregten in den Grundzustand des Silbers in meßbarer Zeit erfolgte. Sie trennten deshalb chemisch Silber vom Cd ab und fanden tatsächlich ein Abklingen der Umwandlungselektronen mit einer Halbwertszeit von (40 ± 2) sec. Diesen Abfall konnten sie über 12 Halbwertszeiten verfolgen, ebenso den Wiederanstieg der Aktivität des restlichen Cd.

Dieser metastabile Zustand läßt sich ebenfalls durch Neutronenbestrahlung von Silber nach der Gleichung $Ag\,(n, n)\,Ag$ anregen. Wenigstens läßt sich so am zwanglosesten die früher von Bjerge und Westcott gemachte Beobachtung einer Halbwertszeit von 40 sec bei Bestrahlung von Ag mit Neutronen erklären, die diese der Reaktion $^{107}Ag\,(n, \alpha)\,^{104}Rh$ zuschreiben zu müssen glaubten.

Der Koeffizient der inneren Umwandlung an der K-Schale beträgt 98 Proz.

$^{108, 110}Ag$. Aus den beiden stabilen Silberisotopen 107 und 109 entstehen bekanntlich durch Neutronenanlagerung die Isotopen ^{108}Ag mit 2,3 min und ^{110}Ag mit 22 sec Halbwertszeit. Eine langdauernde Bestrahlung von Silber mit langsamen Neutronen zeigt, daß noch eine weitere, sehr langlebige Substanz gebildet wird, die Reddemann und Strassmann (69) chemisch als Silber identifizieren konnten. Ihre Halbwertszeit geben sie zu (190 ± 40) d an; eine genauere Messung von Livingood und Seaborg (57) führte auf den Wert (225 ± 20) d. Bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen fanden Reddemann und Strassmann keine Andeutung einer solchen Substanz. Der Schluß erscheint daher zwingend, daß hier ebenfalls ein Anlagerungsprozeß, also ein Isomer entweder zu ^{108}Ag oder zu ^{110}Ag vorliegt.

Das Isomer emittiert wahrscheinlich Elektronen von einigen 100 keV Energie; die Halbwertsdicke beträgt etwa 0,07 g/cm² Al.

Cd. Dodé und Pontecorvo (25) konnten 1938 am Cadmium den ersten Fall einer Stoßanregung des Atomkerns durch Neutronen feststellen. Sie konnten nämlich mit Ra-Be-Neu-

tronen in *Cd* eine sehr weiche β-Strahlung erzeugen, deren Messung nur in einem sehr dünnwandigen Zählrohr ($5\,\mu$ *Al*) gelang. Die Halbwertszeit beträgt (50 ± 5) min; die Halbwertsschicht 0,02 mm *Al*. Durch chemische Trennungen wurde es sehr wahrscheinlich gemacht, daß die Aktivität von *Cd* herrührte. Ein Anlagerungsprozeß konnte nicht vorliegen, da der Prozeß nicht durch Paraffin verstärkbar war. Ein Neutronenabbau $(n, 2n)$ konnte es aber auch nicht sein, da hierzu Neutronen von mindestens 8 MeV Schwellenenergie erforderlich sind, die verwendete Neutronenquelle in diesem Energiebereich aber so schwach ist, daß die Bildung des aktiven *Cd* aus Intensitätsgründen nicht zu verstehen wäre. Danach bleibt nur die Möglichkeit einer Kernanregung: *Cd* (n, n) *Cd*.

^{113}In. Beschießt man Indium mit Protonen, so entsteht durch die Reaktion (p, n) ein Zinnisotop, das mit 100 d Halbwertszeit durch *K*-Einfang in das Ausgangsisotop des Indiums zurückfällt (7). Dies erweist sich nunmehr ebenfalls als radioaktiv, und zwar emittiert es mit (105 ± 10) min Halbwertszeit einen γ-Strahl von $(0{,}39 \pm 0{,}02)$ MeV Energie. Die *K*- und *L*-Umwandlungselektronen dieses γ-Strahls konnten im β-Spektrometer beobachtet werden; gleichzeitig wurde die Abwesenheit eines β-Kontinuums sichergestellt. An Röntgenstrahlen wurde nur die *K*-Strahlung von *In*, nicht aber die von *Cd* beobachtet, die bei einem echten weiteren β^+-Zerfall oder *K*-Einfang des aktiven Indiums hätte auftreten müssen. Damit war gesichert, daß hier ein isomerer Zustand zu einem der beiden stabilen *In*-Isotope 113 und 115 vorliegt.

Die Zuordnung zur Masse 113 erfolgte durch Bestrahlung von Cadmium mit Protonen (8). Die gleiche *In*-Aktivität konnte auch hier durch (p, n)-Reaktion erzeugt werden. Da *Cd* zwar ein stabiles Isotop 113, nicht aber 115 besitzt, folgt daher, daß es sich um die Reaktion $^{113}Cd\,(p, n)\,^{113}In$ handeln muß.

Durch genaue Messungen (55) konnte die Halbwertszeit zu (104 ± 2) min festgelegt werden. Die γ-Strahlung von 393 keV ist zu (70 ± 10) Proz. umgewandelt. Das Verhältnis der Umwandlungskoeffizienten an *K*-Schale und *L*-Schale ist $5{,}4 \pm 0{,}8$.

^{114}In. Indium ist wohl das Element, bei dem die meisten künstlich radioaktiven Isotope bekannt sind. Nicht weniger als zehn verschiedene Halbwertszeiten konnten bisher chemisch als Indium identifiziert werden. Bei der Zuordnung zu verschiedenen Massenzahlen war es dabei von vornherein klar, daß hier eine Reihe von Isomerien auftreten würde. Eine vollständige Klärung und sichere Zuordnung fast aller Halbwertszeiten konnten unlängst Lawson und Cork (55) durchführen.

Die Halbwertszeit von 50 d kann sowohl durch Anlagerung als durch Abspaltung eines Neutrons an Indium erzeugt werden und muß deshalb dem Isotop ^{114}In zugehören. Die Halbwertszeit von 72 sec wurde bisher zwar nur durch Abspaltung eines Neutrons aufgefunden, so daß für sie die Massenzahlen 112 und 114 in Frage kämen. Mit beiden Halbwertszeiten sind nun aber völlig gleiche β-Kontinua mit der oberen Grenze bei 1,98 MeV verknüpft, so daß ihre Zuordnung zur gleichen Masse 114 sehr wahrscheinlich ist. Überdies ist die Massenzahl 112 bereits durch eine Aktivität von 65 h Halbwertszeit belegt, so daß auch die Zuordnung zu dieser Masse die Annahme einer Isomerie nicht vermeiden ließe.

Die langlebige Substanz von (50 ± 4) d entspricht dem metastabilen Zustande, da sie eine praktisch zu 100 Proz. umgewandelte γ-Strahlung emittiert ($>$ 90 Proz.) entsprechend einer Anregungsenergie von (192 ± 1) keV. Die Umwandlungselektronen wurden an der *K*-, *L*- und *M*-Schale beobachtet. Das Verhältnis der Umwandlungskoeffizienten $K : L$ ist $1{,}0 \pm 0{,}1$, und $K : M$ $4{,}6 \pm 0{,}8$.

Das sowohl vom 50-d- als vom 72-sec-Zustand emittierte β-Kontinuum gehört offenbar dem Übergang des Grundzustandes mit 72 sec Halbwertszeit in ^{114}Sn an.

^{115}In. Bestrahlt man eine Substanz mit γ-Strahlen, deren Energie unterhalb der Dissoziationsgrenze der Atomkerne, also unterhalb etwa 8 MeV liegt, so kann nur eine Anregung von Atomkernen stattfinden. Entsteht dabei eine künstliche Radioaktivität, so muß ein isomerer Zustand des stabilen Ausgangsproduktes vorliegen.

Von diesem Gedanken ausgehend, bestrahlten Pontecorvo und Lazard (64) Indium mit einer bis zu 1,85 MeV aufwärts reichenden harten Röntgenstrahlung. Sie fanden eine schwache Aktivität, die mit $(3{,}9 \pm 0{,}5)$ h abklang, die also einem isomeren Zustande von ^{113}In oder ^{115}In zugehören mußte. Die Größenordnung des Wirkungsquerschnittes für diesen Prozeß, den sie als „Kernfluoreszenz" bezeichneten, schätzten sie auf 10^{-30} cm^2.

Kurz darauf gelang es verschiedenen Autoren, den gleichen isomeren Zustand auch durch Korpuskularstrahlen anzuregen. Beschießt man Indium mit schnellen Neutronen, so wird – wie man schon lange wußte – eine Halbwertszeit von 4,1 h induziert, die chemisch ebenfalls als *In* identifiziert werden kann. Ihre Entstehung kann weder durch Neutroneneinfang (n, γ) erfolgt sein, da der Prozeß durch langsame Neutronen

nicht hervorgerufen wird, noch kann sie durch eine Neutronenabspaltung $(n, 2n)$ eingetreten sein, da sie bereits durch die D+D-Neutronen von 2,5 MeV erzeugt werden kann. Dagegen scheint schon bei den Photoneutronen $(Be+\gamma)$ von einigen 100 keV der Effekt nicht mehr aufzutreten. Der Schluß auf eine Kernanregung (n, n) und eine Isomerie ist daher zwingend (37).

Der Anregungsprozeß kann ebenfalls mit Protonen und mit α-Teilchen durchgeführt werden. Für die (p, p)-Reaktion wird bei Verwendung von Protonen von 5,8 MeV ein Wirkungsquerschnitt von etwa 10^{-29} cm² angegeben (9). Die Anregung durch α-Teilchen erfolgte bei einer Korpuskelenergie von 16 MeV (54).

Es ist sehr wahrscheinlich, daß dieser metastabile Zustand dem ^{115}In zuzuordnen ist. Erstens ist dies Isotop rund 20mal häufiger als ^{113}In, und zweitens ist dem ^{113}In bereits ein anderer metastabiler Zustand eindeutig zugeordnet.

Die nähere Untersuchung des Niveaus hat zunächst ergeben, daß für die Anregung durch Röntgenstrahlen eine Mindestenergie von $(1{,}35 \pm 0{,}1)$ MeV erforderlich ist (13). Die Anregung erfolgt also über ein Zwischenniveau, das eben diese Anregungsenergie besitzt. Daß der Weg über einen solchen höher gelegenen Zwischenzustand erforderlich ist, leuchtet unmittelbar ein, da ja die Metastabilität des fraglichen Niveaus gerade davon herrührt, daß es nicht ohne weiteres mit dem Grundzustande kombiniert. Ob dies auch für korpuskulare Anregung gilt, ist unbekannt.

Die Untersuchung der Strahlung (55) ergab folgende Zahlenwerte: Es wird eine γ-Strahlung emittiert, die zu (49 ± 10) Proz. umgewandelt ist. Ihre Energie beträgt 338 keV; die zugehörige Halbwertszeit nach den bisher besten Messungen (272 ± 2) min. Das Verhältnis der Umwandlung an K-Schale und L-Schale ergab sich zu etwa 5; auch die Umwandlungselektronen der M-Schale konnten noch mit etwa 1/23 der Häufigkeit der K-Elektronen beobachtet werden.

^{116}In. Durch Neutroneneinfang gehen aus Indium zwei Halbwertszeiten von 13 sec und 54 min hervor. Da die Massenzahl 114 bereits durch ein Isomerenpaar besetzt ist, bleibt für die Zuordnung dieser beiden Halbwertszeiten nur das Isotop ^{116}In übrig, das demnach ebenfalls isomer ist.

Die Untersuchung dieser Isomerie ist durch die kurze Lebensdauer des einen Zustandes sehr erschwert. Lawson und Cork (55) stellten Absorptionsversuche an, aus denen sie auf ein β-Kontinuum mit 3,2 MeV oberer Grenze schlossen. Die längere der beiden Halbwertszeiten emittiert nach einer Untersuchung von Curtis und Richardson (20) in der Nebelkammer ein sehr komplexes γ-Spektrum, das diese Autoren in dem nebenstehenden Termschema (Fig. 12) zusammenzufassen versuchten.

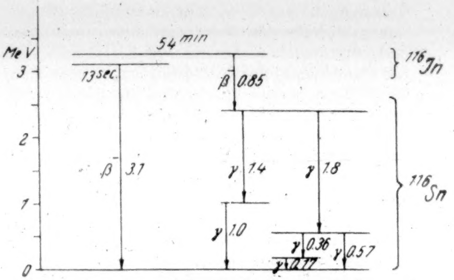

Fig. 12. Termschema für den Zerfall von ^{116}In nach Curtis und Richardson.

^{127}Te, ^{129}Te und ^{131}Te. Aus dem Reinelement ^{127}J entsteht durch die Reaktion (n, p) ein Tellur, das ebenfalls durch die Reaktion $Te\ (d, p)$ hergestellt werden kann (79). Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 90 d in ein Tellur von 10 h Halbwertszeit, das daraus späterhin abgetrennt werden kann. [Über das Abtrennverfahren vgl. den Bericht von Starke (85)]. Es ist danach klar, daß ^{127}Te in zwei isomeren Formen vorliegt und einen metastabilen Zustand von 90 d Halbwertszeit besitzt.

Bei der Deuteronenbestrahlung von Tellur entstehen durch (d, p)-Prozesse noch eine Reihe Halbwertszeiten. Ein Te von 30 d bildet eines von 70 min Halbwertszeit nach. Dies wurde zwar nicht unmittelbar beobachtet, konnte aber aus dem 30-d-Te fortlaufend abgetrennt werden (79). Beide müssen der Masse 129 zugeordnet werden, da die 70-min-Substanz sich nach Bothe und Gentner (10a) auch durch $Te\ (\gamma, n)$ erzeugen läßt. Sie entspricht offenbar dem Grundzustande dieses Kerns, dessen metastabiler Zustand eine Halbwertszeit von 30 d besitzt.

Endlich bleibt noch ein 1,2-d-Te übrig, das ein 25-min-Te nachbildet (78, 79). Daraus entsteht dann ein aktives Jodisotop von 8 d Halbwertszeit, das endlich in ein stabiles Xenon übergeht. Hier liegen die beiden isomeren Zustände von ^{131}Te vor, da keine andere Massenzahl mehr hierfür frei bleibt. Daß es sich hier um ein sehr schweres Isotop handelt, findet eine gute Stütze auch in der Tatsache, daß dieses Isomerenpaar auch bei der Uranspaltung entsteht (2).

Über die energetischen Verhältnisse ist bisher nichts bekannt.

Xe. Beim Xenon wurde eine ganz ähnliche Untersuchung (17) durchgeführt wie beim Krypton. Beschießt man Jod mit Protonen, so entstehen Umwandlungselektronen zweier γ-Linien von 125 keV und 175 keV, die mit einer Halbwertszeit von (75 ± 1) sec abnehmen. Außerdem werden Elektronen, Röntgen- und wohl auch γ-Strahlen mit einer längeren Halbwertszeit von 34 d beobachtet.

In Frage kommen wie beim Krypton nur die beiden Reaktionen (p, γ) und (p, n). Da es nur ein stabiles Jodisotop der Massenzahl 127 gibt, muß also entweder ^{128}Xe oder ^{127}Xe entstanden sein. Das erstere würde isomer sein zu einem stabilen Isotop, das zweite zu einem nicht bekannten Positronenstrahler. Unklar ist einstweilen, wie die Anwesenheit von zwei Elektronenlinien gedeutet werden soll.

Eine weitere Isomerie bei Xenon konnte Götte (38) sehr wahrscheinlich machen. Bei Untersuchungen über die Folgeprodukte der Uranspaltung durch langsame Neutronen wurde ein Jod nachgewiesen, das mit 6,6 h abfällt und aus dem zwei Edelgase, also Xenon, nachgebildet werden, nämlich eines von 10 min Halbwertszeit und ein zweites von 9,4 h, das offenbar mit dem ersten isomer ist. Die Massenzuordnung ist ermöglicht durch eine Arbeit von Wu (98), der aus *Ba* (n, α) zwei Xenonisotope von 9,4 h und 5 d Halbwertszeit herstellte. Da er das zweite auch aus ^{133}Cs (n, p) fand, mußte er es der Reaktion ^{136}Ba (n, α) ^{133}Xe zuordnen, so daß für das andere, das offenbar mit einem der Götteschen Isomere identisch ist, nur die Reaktion ^{138}Ba (n, α) ^{135}Xe am häufigsten *Ba*-Isotop und damit die Massenzahl 135 bleibt.

^{134}*Cs.* Cäsium ist ein einfaches Element, aus dem man durch die Reaktionen (n, γ) und (d, p) nur zu dem Kern ^{134}Cs gelangen kann. Auf diese Weise erhält man eine Aktivität von $(3{,}0 \pm 0{,}2)$ h Halbwertszeit mit einer oberen β-Grenze von 1 MeV nach Ausweis ihrer Absorbierbarkeit. Eine γ-Strahlung scheint nicht anwesend zu sein.

Stellt man hinreichend starke Präparate her und beobachtet über längere Zeit (50), so zeigt sich, daß außerdem noch eine zweite Halbwertszeit von rund (20 ± 1) Monaten auf dem gleichen Wege entsteht. Sie konnte ebenfalls chemisch als Cäsium identifiziert werden. Ihr β-Spektrum reicht bis 0,9 MeV. Eine γ-Strahlung ist deutlich vorhanden.

Es ist wahrscheinlich, daß die beiden Zustände isomer sind.

$^{152, 154}$*Eu.* Aus den zwei stabilen Isotopen 151 und 153 des Europiums sollen nach Fajans und Stewart (31) im ganzen vier verschiedene Aktivitäten entstehen, die den beiden Isotopen 152 und 154 zugeordnet werden müssen. Eine solche Zuordnung ist nicht möglich ohne die Annahme von Isomerien.

Durch (n, γ)-Prozeß entsteht das bekannte ^{152}Eu von 9,4 h und ein langlebiges ^{154}Eu. Durch (d, p)-Prozeß konnte außer dem 9-h-Isotop noch eines von (12 ± 4) min und eines von (105 ± 5) min erhalten werden.

Die einzige besser untersuchte Periode ist die von 9 h. Richardson (72) fand hier eine Gruppe von Elektronen, die von einer 40-keV-Strahlung sekundär erzeugt war und die er der *K*-Strahlung eines beim Zerfall entstandenen *Sm* zuschrieb. Weiterhin glaubte er die Existenz von γ-Linien bei 0,8 MeV und zwischen 0,3 und 0,4 MeV feststellen zu können.

^{159}*Gd.* Aus Gadolinium entstehen bei Bestrahlung sowohl mit langsamen als mit schnellen Neutronen die beiden Aktivitäten von 3,5 min und 17 h. Als Pool und Quill (68) diese Experimente anstellten, waren nur die stabilen Isotope 155 bis 158 und 160 des *Gd* bekannt, so daß der Schluß bereits zwingend schien, daß ein Isotop, das sowohl durch (n, γ) als $(n, 2n)$ entstand, auf den Platz 159 gehörte. Da wir heute noch die stabilen, selteneren Isotope 152 und 154 kennen, kommt auch der Platz 153 hierfür in Frage. Dennoch scheint die alte Zuordnung auch weiterhin zu Recht zu bestehen, da beide Halbwertszeiten ebenfalls nach Bestrahlung von ^{159}Tb mit schnellen Neutronen beobachtet und der Reaktion (n, p) zugeordnet werden können. Es liegt also wohl bei ^{159}Gd eine Isomerie vor.

^{175}*Yb.* Bei Ytterbium liegen die Verhältnisse ganz ähnlich. Die zwei Halbwertszeiten von 2,1 h und 14 h treten hier nach Pool und Quill (68) sowohl durch (n, γ) als durch $(n, 2n)$ auf. Damals waren die stabilen Isotope 171 bis 174 und 176 bekannt, was die Zuordnung zu 175 eindeutig machte. Heute kennen wir auch noch die stabilen, selteneren Isotope 168 und 170, so daß die Zuordnung zu 169 möglich wird. Da die Reaktion ^{175}Cp (n, p) ^{175}Yb, die die Zuordnung klarstellen könnte, bisher nicht untersucht ist, muß die Frage offen bleiben, ob nicht die beiden Halbwertszeiten den beiden Isotopen 169 und 175 zugehören und gar keine Isomerie vorliegt.

Cp. Cassiopeium besitzt zwei Isotope, die in der Natur vorkommen, das stabile 175 mit einer relativen Häufigkeit von 97,5 Proz. und das sehr langlebige 176, das eine ganz schwache und weiche β-Strahlung besitzt und mit einer relativen Häufigkeit von 2,5 Proz. in der Natur vorkommt.

Durch Neutronenbestrahlung von *Cp* (60, 61, 48) entstehen die beiden Halbwertszeiten 4 h und 6 d. Bei ihrer Herstellung wurden stets Paraffinanordnungen benutzt, so daß es sich vermutlich in beiden Fällen um (n, γ)-Reaktionen

handelt. Ist das der Fall, so muß mindestens eine Isomerie entweder bei ^{176}Cp oder ^{177}Cp vorliegen. Doch scheint es noch keineswegs sicher, daß es sich hier wirklich in beiden Fällen um (n, γ) handelt. Sämtliche Untersuchungen stammen aus dem Jahre 1935, also aus einem ziemlich frühen Stadium der künstlich-radioaktiven Forschung.

Etwas nähere Angaben werden nur in der Mitteilung von v. Hevesy und Levy (48) gemacht: Die Intensitäten, mit denen die beiden Halbwertszeiten entstehen, verhalten sich wie 1,4 : 1 (lange zur kurzen), die Halbwertsschicht der β-Strahlen des 6-d-*Cp* beträgt 0,3 mm *Al*. Das ist eine ziemlich harte β-Strahlung für ein Isotop dieser Lebensdauer.

Ir, Pt, Au. Bei den drei Edelmetallen Iridium, Platin und Gold sind bisher eine ganze Reihe von Isomerien behauptet worden, die aber sämtlich noch sehr unsicher sind. Dies liegt einmal daran, daß die Verwendung geladener Geschosse zur Einleitung von Kernreaktionen bei so schweren Elementen schon schwierig ist, so daß die Mannigfaltigkeit der Reaktionen sehr eingeschränkt und die Zuordnung erschwert wird, anderseits ist auch die chemische Trennung der drei Edelmetalle voneinander nicht leicht[7]).

Eine erste und ausführliche Untersuchung über die drei Edelmetalle von McMillan, Kamen und Ruben (62) ergab bei Neutronenbestrahlung von *Ir* durch (n, γ) die drei Halbwertszeiten 1,5 min, 19 h und 60 d. Da *Ir* nur zwei stabile Isotope hat, 191 und 193, folgt hieraus schon das Vorhandensein einer Isomerie bei ^{192}Ir oder ^{194}Ir. Bei Verwendung schneller Neutronen erscheint eine lange Periode, die vielleicht mit dem 60-d-Abfall identifiziert werden kann, daneben nicht aufgelöste kurze. Der 1,5-min-Abfall ist nur sehr schwach angedeutet; ob der 19-h-Abfall vorhanden ist, ist unsicher. Es wurde daher die Zuordnung vorgeschlagen: Der 60-d-Abfall gehört zu ^{192}Ir und die Perioden von 1,5 min und 19 h sind isomere Zustände von ^{194}Ir. Chemisch identifiziert wurde keine dieser Substanzen.

Bei Platin existieren die stabilen Isotope 192, 194, 195, 196 und 198. Schließt man Isomerien bei stabilen Kernen aus, so dürfen bei (n, γ)-Prozessen nur die radioaktiven Isotope 193, 197 und 199 entstehen. ^{193}Pt soll durch Positronenemission in ^{193}Ir übergehen; es wurde schon früher von Cork und Lawrence (15) aus *Pt* durch (d, p) hergestellt und hat eine Halbwertszeit von 49 min. Demnach sollten also, wenn keine Isomerie vorliegt, nur zwei weitere Halbwertszeiten bei *Pt* (n, γ) übrigbleiben; nach McMillan und Mitarbeitern (62) sind es aber drei, nämlich 31 min, 18 h und 3,3 d. Chemische Trennungen zeigten, daß die beiden ersten vollständig beim Platin bleiben, die dritte dagegen teils zum Platin und teils zum Gold gehört, weshalb angenommen wurde, daß es sowohl ein *Pt*- als ein *Au*-Isotop mit dieser Halbwertszeit gibt. Der Befund bei schnellen Neutronen ist unklar. Es wurde die Zuordnung vorgeschlagen: $^{196}Pt\,(n, \gamma)\,^{197}Pt$ (18 h und 3,3 d, isomer), $^{198}Pt\,(n, \gamma)\,^{199}Pt$ (31 min) zerfällt in ^{199}Au (3,3 d) und dies in ^{199}Hg.

Am allerunsichersten liegen die Verhältnisse bei Gold, das nur ein stabiles Isotop 197 besitzt. Durch (n, γ) entsteht das gut bekannte ^{198}Au von 2,7 d Halbwertszeit. Mit schnellen Neutronen fanden McMillan und Mitarbeiter (62) dagegen ebenfalls eine 2,7-d-Periode, ferner eine von 13 h und eine von 4 bis 5 d, die sämtlich chemisch als Gold identifiziert wurden. Die beiden letzteren Halbwertszeiten ordneten sie dem durch $(n, 2n)$ entstehenden Isotop ^{196}Au zu.

Das Goldproblem wurde 1940 von Cork und Mitarbeitern wieder aufgenommen. Bisher existieren von ihnen aber nur zwei kurze Mitteilungen, so daß das Problem noch keineswegs geklärt ist. In einer ersten Mitteilung geben Cork und Halpern (14) auf Grund neuer Messungen, die durch Energiebestimmungen mit Hilfe von Absorptionsversuchen und Nebelkammerbeobachtungen unterstützt sind, folgende Zahlen an:

Halbwertszeit	Obere β-Grenze MeV	γ-Energien MeV	Zuordnung
67,8 h	β^- 0,74	0,24 u. 0,50	^{198}Au
54 h	β^- 0,57	0,53	^{195}Au oder ^{196}Au
5,6 d	β^- 0,36	0,41	^{196}Au
164 d	β^- 0,45	0,11	^{199}Au
37 min	β^+		^{195}Au

Trifft diese Zuordnung zu, über deren Zustandekommen in der kurzen Mitteilung nichts gesagt wird, so liegt bei 195 oder 196 eine Isomerie vor. In einer zweiten Mitteilung geben Lawson und Cork (56) an, daß sie durch die Reaktion *Pt* (d, n) *Au* zu Goldisotopen gekommen sind, die sie chemisch isoliert und im β-Spektrometer untersucht haben. Sie finden nunmehr, daß die zur Halbwertszeit 5,6 d gehörigen Elektronen einer Linie angehören, die von einem teilweise konvertierten γ-Strahl von (356 ± 4) keV herrührt. Das zugehörige Isotop sei wohl ^{196}Au oder ein angeregter Zustand des stabilen ^{197}Au. Ferner werden noch vier Elektronenlinien gefunden, die

7) Das letztere zeigt besonders deutlich der völlig unsinnige Wert für das Atomgewicht des Iridiums (193,1), der auch 1941 wieder in die internationale chemische Atomgewichtstabelle aufgenommen wurde an Stelle des richtigen, physikalisch bestimmten 192,2.

als *K*-und *L*-Umwandlungslinien der Energiedifferenzen (331 ± 3) keV und (410 ± 4) keV angesprochen werden. Ihre Halbwertszeit sei etwa 3 d.

Vergleicht man diese Angaben mit denjenigen von McMillan und Mitarbeitern, so findet man so wenig Übereinstimmungen, daß das gesamte Problem der Isomerien von Edelmetallen im Augenblick wohl noch als ungeklärt gelten muß.

Pb. Wird Thallium mit Deuteronen beschossen, so entsteht eine Aktivität mit (52 ± 1) h Halbwertszeit, die chemisch mit Blei identifiziert werden kann (32). Nimmt man für ihre Entstehung die wahrscheinlichste Reaktion (*d*, *n*) an, so muß sie dem Isotop ^{204}Pb oder ^{206}Pb zugeordnet werden. Da beide stabil sind, könnte in diesem Falle nur ein angeregter isomerer Zustand vorliegen. Es ist auch denkbar, daß z. B. die Reaktion (d, γ) oder ($d, 2n$) eintritt und die Aktivität dem instabilen Isotop ^{205}Pb angehört. In diesem Falle würde die Annahme einer Isomerie überflüssig.

Absorptionsversuche (32) zeigten, daß die β-Strahlen der fraglichen Substanz eine Reichweite von ($0{,}11 \pm 0{,}01$) g/cm² *Al* besitzen, was einer Energie von etwa 0,5 MeV entspricht. Sie werden von einer γ-Strahlung begleitet, deren Intensität zu etwa 6 Proz. der Gesamtintensität angegeben wird, und deren Energie noch unbekannt ist.

Nach einer Kernanregung bei Blei suchten Waldman und Collins (90). Sie stellten sich Zählrohre her, deren Wand aus Blei bestand, und bestrahlten mit harten Röntgenstrahlen, die von 1,5-MeV-Elektronen aus einer Bleiplatte ausgelöst wurden. Der Zähler zeigte nach der Bestrahlung eine Aktivität, die mit ($1{,}6 \pm 0{,}2$) min Halbwertszeit abfiel. Beim Aufnehmen der Anregungskurve zeigte sich, daß der Effekt bei etwa 0,65 MeV γ-Energie einsetzt. Die emittierte Strahlung ist recht weich; sie muß zwischen 150 und 250 keV liegen und besteht wohl aus einer Elektronenlinie. Alles deutet darauf hin, daß es sich um einen metastabilen Zustand eines stabilen Bleiisotops handelt.

^{234}***Pa*** (***UX*** **2** und ***UZ***). Das Isomerenpaar *UX* 2 und *UZ* ist historisch das erste gewesen, das entdeckt wurde (vgl. den Anfang dieser Arbeit). Nachdem Hahn (41, 42, 43) die Entstehung beider Zustände durch β-Zerfall aus *UX* 1 und damit ihre Isomerie bewiesen hatte, und Walling (93) wahrscheinlich gemacht hatte, daß auch ihr Folgeprodukt das gleiche ist, nämlich *U II*, entstand die Aufgabe, aus den bei der Entstehung sowie beim Zerfall dieser beiden Kernarten emittierten β- und γ-Strahlen Schlüsse zu ziehen auf das Termschema.

Während für das *UX* 2 schon frühzeitig nachgewiesen werden konnte, daß es ein reiner β-Strahler ohne γ-Strahlung mit der oberen Grenze bei 2,32 MeV ist, war die Untersuchung des *UZ* viel schwieriger, da es nur in ganz geringer Menge in der Zerfallsreihe gebildet wird. Die erste gründliche Untersuchung stammt hier von Walling (94), der durch Beobachtung mit dem Goldblattelektroskop Absorptionsmessungen ausführte und zwei Gruppen von β-Strahlen feststellen konnte, deren Absorptionskoeffizient er zu 53 und 173 cm^{-1} *Al* angab. Das würde zwei β-Spektren mit etwa 0,8 und 0,4 MeV oberer Grenze entsprechen. Dabei soll die weichere Gruppe etwa viermal so stark ionisieren wie die härtere. Außerdem konnte Walling noch die Anwesenheit einer γ-Strahlung nachweisen, deren Absorptionskoeffizient er zu 1,1 cm^{-1} in Blei angab, was etwa einer Energie von 700 keV entspricht.

Das Problem wurde im Rahmen der neueren Isomerieforschung 1938 von Feather, Bretscher und Dunworth (33) wieder aufgenommen, deren neue Ergebnisse insofern zuverlässiger sind, als sie auf Grund von Zählrohrmessungen unmittelbar Teilchenzahlen angeben, während in den Elektroskopbeobachtungen schwer übersehbare Voraussetzungen über das Ionisierungsvermögen der Strahlung enthalten sind. Sie kommen zu den folgenden Ergebnissen: Die γ-Strahlung besitzt einen Absorptionskoeffizienten von nur 0,87 cm^{-1} Blei. Dieser Wert wurde auch durch Messungen hinter Wolframschichten gut bestätigt. Dementsprechend würde auch die Energie der γ-Quanten etwas größer als bei Walling herauskommen, etwa zu 900 keV. Die Intensität der γ-Strahlung wurde durch Vergleich der $\beta : \gamma$-Verhältnisse bei *UZ* und dem bekannten *MsTh*2, das die gleichen Energien hat, zu ($1{,}50 \pm 0{,}25$) Lichtquanten je Zerfall bestimmt. Schon daraus möchte man schließen, daß die γ-Strahlung nicht einheitlich ist, sondern von einer „Kaskade" herrührt. Eine spätere Untersuchung derselben Verfasser (34) bestätigte diese Vermutung; sie fanden auf Grund von Koinzidenzmessungen, daß immer zwei γ-Quanten auf einmal emittiert werden.

Daß das β-Spektrum nicht einheitlich ist, hatte schon Walling sichergestellt. Die Absorptionskurve, die Feather und Mitarbeiter fanden und die nach Abzug der γ-Strahlung in Fig. 13 in logarithmischer Darstellung aufgetragen ist, zeigt sehr eindringlich, besonders im Vergleich zu der sicher einheitlichen Strahlung des *RaE*, daß das Spektrum mindestens aus zwei verschieden harten Komponenten besteht. Man kann versuchen, die gemessene Kurve in zwei Komponenten zu zerlegen, deren jede eine

Absorptionskurve ähnlicher Gestalt wie *RaE* ergibt. Auf diese Weise wurde die gestrichelte Linie erhalten, die der Anwesenheit zweier Spektren mit den oberen Grenzenergien 0,56 MeV und 1,55 MeV in einem Verhältnis von rund 17 : 1 der Häufigkeiten entspricht. Die Figur

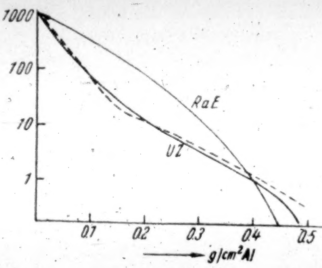

Fig. 13. Absorptionskurve der β-Strahlen von *UZ* und *RaE*.

zeigt aber auch anschaulich die sehr große Unsicherheit, die dieser Zerlegung anhaftet. Es ist daher auch kein Wunder, daß Walling in seiner älteren Untersuchung zu beträchtlich anderen Zahlen kam, und man braucht wohl auch die Angaben von Feather und Mitarbeitern noch nicht als endgültig anzusehen. Insbesondere ist eine Zerlegung in drei Teilspektren nicht ausgeschlossen und würde sicher eine noch bessere Übereinstimmung der gemessenen mit der berechneten Kurve ergeben.

Über das Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten der beiden Isomere aus der Muttersubstanz hat schon Hahn Messungen angestellt. Die Untersuchung von Feather und Mitarbeitern hat ergeben, daß die Entstehung von *UX* 2 (665 ± 65)mal wahrscheinlicher ist als die von *UZ*.

Es ist natürlich sehr schwierig, aus diesem experimentellen Material ein Termschema zu konstruieren. Es wird zwar in der erwähnten Arbeit von Feather und Mitarbeitern ein solches wiedergegeben und als wahrscheinlichste Deutung des experimentellen Materials angesehen, daß *UX* 2 der angeregte Zustand ist und der Grundzustand *UZ* nicht direkt, sondern nur aus diesem entstehen kann. Doch dürfte diese Zuordnung einstweilen noch einen beträchtlichen Grad von Unsicherheit haben.

2. Quantitative Auswertung des experimentellen Materials

Zum Schluß wollen wir versuchen, das vorliegende Material quantitativ etwas eingehender zu sichten. Dabei werden wir allerdings entsprechend dem rohen Näherungscharakter aller bisher vorliegenden Formeln für Lebensdauern nur größenordnungsmäßige Ergebnisse erwarten dürfen.

Für die Auswertung wurden zugrunde gelegt die Drehimpulsformel (S. 224):

$$w = \frac{0{,}693}{T} \approx Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar}{\theta} \frac{E}{M c^2} \left(\frac{E R}{\hbar c}\right)^{2l}$$

sowie die Tröpfchenformel (S. 233)

$$w = \frac{0{,}693}{T} = f_n Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{M c^2} \frac{E}{\hbar} \left(\frac{E R}{\hbar c}\right)^{2(n-1)}$$

mit der Abkürzung

$$f_n = 3 \cdot 2^{2n} \cdot \frac{n!^2 (n+1)}{(2n+1)!^2}.$$

Ferner wurden die im Abschnitt *A* 4b behandelten Formeln für die innere Umwandlung an der *K*- und *L*-Schale und die dadurch bedingte Verkürzung der Halbwertszeiten berücksichtigt.

Geeignet zu quantitativer Behandlung sind alle empirischen Fälle, bei denen Anregungsenergie *E* und Halbwertszeit *T* gleichzeitig bekannt sind. Außer diesen beiden Größen geht noch der Kernradius *R* in die Gleichungen ein, für den wir setzen

$$R = 1{,}54 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm},$$

wenn *A* die Massenzahl des betreffenden Isotops bedeutet. Von der Proportionalität der Kernradien mit $A^{1/3}$ kommen sicher nur ganz geringfügige Abweichungen vor, da jede etwas größere Abweichung sich in ganz beträchtlichen Anomalien der Packungsanteilkurve äußern müßte. Der hier benutzte Absolutwert führt auf $R = 9{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm für Uran, was sich gut in unsere Kenntnis der natürlichen α-Strahlen einfügt. Aus der Packungsanteilkurve würde man einen ähnlichen Absolutwert ableiten.

Die Ergebnisse zeigt die folgende Tabelle. Die ersten drei Spalten enthalten die Angabe des Kerns, die Anregungsenergie des metastabilen Zustandes und seine Halbwertszeit in sec. Dann folgen Angaben über die innere Umwandlung, und zwar enthalten die Spalten 4 bis 6 den Faktor $1 + N_e/N_q$, um den die Halbwertszeit infolge der Umwandlung an *K*- und *L*-Schale zu verkürzen ist und die Spalten 7 bis 9 das Verhältnis $N_K : N_L$. In Spalte 10 sind empirische Angaben über die innere Umwandlung gemacht. Spalte 11 bis 13 enthalten die theoretischen Halbwertszeiten nach der Drehimpulsformel für $l = 4, 5$ und 6 unter Berücksichtigung der inneren Umwandlung und Spalte 14 bis 16 dasselbe für $n = 4, 5$ und 6 nach dem Tröpfchenmodell.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Kern	E keV	T sec	$(1+N_e/N_g)$			$(N_K : N_L)$			Empirisches über innere Umwandlung	Halbwertszeit T (sec)			Halbwertszeit T (sec)		
			$l=4$	$l=5$	$l=6$	$l=4$	$l=5$	$l=6$		$l=4$	$l=5$	$l=6$	$n=4$	$n=5$	$n=6$
^{13}C	~1000	$>5\cdot10^{-5}$	1	1	1	—	—	—	—	$2,8\cdot10^{-2}$	8,5	$2,6\cdot10^{4}$	$2,5\cdot10^{-4}$	$7,5\cdot10^{2}$	$3,3\cdot10^{8}$
^{69}Zn	430	$4,96\cdot10^{4}$	1	1	1	—	—	—	keine Umwandlung	0,25	1390	$7,6\cdot10^{6}$	$3,2\cdot10^{-3}$	$1,75\cdot10^{3}$	$1,4\cdot10^{8}$
$^{79,81}Se$	98	$3,6\cdot10^{3}$	73	740	8400	1,57	0,79	0,46	Umwandlung	1500	$1,4\cdot10^{7}$	$1,1\cdot10^{11}$	3,6	$3,3\cdot10^{6}$	$3,9\cdot10^{12}$
^{80}Br	46	$1,62\cdot10^{4}$	8400	$2\cdot10^{5}$	$6\cdot10^{6}$	0,27	0,10	0,05	Umwandlung $\gtrsim$ 85 Proz.?	11000	$1,9\cdot10^{8}$	$2,8\cdot10^{12}$	12,4	$2,2\cdot10^{7}$	$4,6\cdot10^{13}$
^{83}Kr	49	$6,78\cdot10^{3}$	6000	$1,6\cdot10^{5}$	$3,7\cdot10^{6}$	0,28	0,11	0,05	Umwandlung	8300	$1,2\cdot10^{8}$	$1,8\cdot10^{12}$	9,3	$1,35\cdot10^{7}$	$3,0\cdot10^{13}$
^{85}Sr	180	$4,2\cdot10^{3}$	3,32	14	77	2,5	1,5	0,9	Umwandlung	107	$6,9\cdot10^{5}$	$3,2\cdot10^{9}$	0,42	$2,7\cdot10^{5}$	$1,8\cdot10^{11}$
^{87}Sr	380	$1,02\cdot10^{4}$	1,03	1,07	1,18	4,9	3,7	2,6	Umwandlung	0,43	2400	$1,3\cdot10^{7}$	$3,3\cdot10^{-3}$	$1,87\cdot10^{3}$	$1,4\cdot10^{9}$
^{87}Y	~500	$5,04\cdot10^{4}$	1	1	1	—	—	—	schwache Umwandl.	0,036	120	$4,2\cdot10^{5}$	$3,7\cdot10^{-4}$	$1,3\cdot10^{2}$	$6,3\cdot10^{7}$
^{93}Nb	~175	$4,75\cdot10^{6}$	4,4	20	110	2,1	1,2	0,61	Umwandlung	91	$5,1\cdot10^{5}$	$2,5\cdot10^{9}$	0,30	$1,6\cdot10^{5}$	$1,2\cdot10^{11}$
$^{99}43$	136	$2,16\cdot10^{4}$	17	120	960	1,3	0,66	0,35	Umwandlung	200	$1,2\cdot10^{6}$	$6,3\cdot10^{9}$	0,45	$2,6\cdot10^{5}$	$2,0\cdot10^{11}$
^{104}Rh	~80	$2,64\cdot10^{2}$	480	8000	$1,1\cdot10^{5}$	0,33	0,12	0,06	Umwandlung	800	$5,7\cdot10^{6}$	$5,0\cdot10^{10}$	0,90	$6,5\cdot10^{5}$	$8,2\cdot10^{11}$
$^{107,109}Ag$	93,5	$4,0\cdot10^{1}$	200	2500	$3,2\cdot10^{4}$	0,39	0,16	0,07	Umwandlung 98 Proz.	440	$2,9\cdot10^{6}$	$1,9\cdot10^{10}$	0,54	$3,6\cdot10^{5}$	$3,4\cdot10^{11}$
^{113}In	393	$6,24\cdot10^{3}$	1,04	1,09	1,23	3,6	2,2	1,4	70 Proz.; $\frac{N_K}{N_L}=5,4$	0,19	830	$3,4\cdot10^{6}$	0,091	$4,0\cdot10^{2}$	$2,3\cdot10^{7}$
^{114}In	192	$4,32\cdot10^{6}$	3,5	14	78	1,5	0,76	0,40	95 Proz.; $\frac{N_K}{N_L}=1,0$	34	$1,6\cdot10^{5}$	$5,6\cdot10^{8}$	0,080	$3,9\cdot10^{4}$	$1,9\cdot10^{10}$
^{115}In	338	$1,63\cdot10^{4}$	1,09	1,25	1,68	2,8	1,8	1,4	49 Proz.; $\frac{N_K}{N_L}=5$	0,66	3600	$1,6\cdot10^{7}$	$2,6\cdot10^{-3}$	$1,36\cdot10^{3}$	$8,9\cdot10^{8}$
Pb	~175	$9,6\cdot10^{1}$	18	130	940	0,09	0,03	0,01	Umwandlung	5,6	$1,2\cdot10^{4}$	$2,6\cdot10^{7}$	$3,6\cdot10^{-3}$	$7,5\cdot10^{2}$	$2,4\cdot10^{8}$

Die Tabelle zeigt zunächst beim Vergleich der berechneten Halbwertszeiten mit den beobachteten, daß von quantitativen Übereinstimmungen gar keine Rede sein kann. Der Vergleich der beiden Modelle untereinander gestattet ebenfalls keine Entscheidung zugunsten des einen oder anderen; die Größenordnung der Zahlen ist stets nahezu die gleiche, wenn man die Quantenzahlen l und n einander gleich achtet.

Einige Schlüsse lassen vielleicht die Angaben über die innere Umwandlung zu, wenigstens in den Fällen der drei Indiumisotope, für die ausreichendes experimentelles Material vorliegt. Hier kann man außer aus der Lebensdauer des angeregten Zustandes auch aus der Umwandlungsrate α sowie aus dem Verhältnis $N_K : N_L$ auf die Drehimpulsdifferenz schließen. Diese drei Schlüsse stimmen aber untereinander gar nicht überein. So ergibt die Umwandlungsrate für ^{113}In eine Drehimpulsdifferenz von mehr als 7 Einheiten, das Verhältnis $N_K : N_L$ von nur 3 Einheiten und die Lebensdauer von etwas mehr als 5 Einheiten. In ganz ähnlicher Weise ergeben sich für ^{114}In und ^{115}In aus der Umwandlungsrate Drehimpulsdifferenzen von 6 Einheiten, während die Lebensdauern auf etwas kleinere Differenzen von wenig über 5, die $N_K : N_L$-Verhältnisse endlich sogar nur auf 4 bis 5 bzw. 3 Einheiten hindeuten. Danach könnte einem der Gedanke kommen — und Lawson und Cork (55), die die Verhältnisse beim Indium experimentell sehr gründlich studiert haben, haben in der Tat eine derartige Vermutung ausgesprochen –, daß nur ein Teil der langen Lebensdauer aus der Drehimpulstheorie, der Rest aus einer anderen Betrachtung zu erklären sei. Um solche Aussagen sicher begründen zu können, müßte man aber mindestens fordern, daß die Konsequenzen, die aus den beiden Angaben über die innere Umwandlung folgen, in sich übereinstimmen. Das ist ja aber auch nicht der Fall. Es bleibt daher einstweilen nichts weiter übrig, als abzuwarten, ob eine künftige genauere Behandlung der Erscheinung der inneren Umwandlung, sei es vom experimentellen, sei es vom theoretischen Standpunkte aus, zu Ergebnissen führt, die von den bisherigen wesentlich abweichen.

Eine weitere Möglichkeit, auf Grund des empirischen Materials zu einigen Aussagen zu kommen, bietet die Isotopensystematik. Die Zahl der Isomerien ist groß genug, um mit einiger Sicherheit ein paar Regeln darüber aufzustellen, bei welchen Kernen überhaupt Isomerien möglich sind und bei welchen nicht. Nach Mattauch (60a) gibt es keinen einzigen gesicherten Fall von Isomerie bei den Kernen, für die sowohl Neutronen- als Protonenanzahl gerade ist. Aus dieser Regel würde z. B. folgen, daß die bei Cadmium beobachtete Isomerie (25) dem Isotop 111 oder 113 zuzuordnen ist und die von Waldman und Collins (90) bei Blei gefundene zur Masse 207 gehört. Es bietet sich hier also gelegentlich eine wertvolle Hilfe für die Zuordnung beobachteter Isomerien zu bestimmten Kernmassen.

Die zweite Regel von Mattauch (60a) besagt, daß alle Kerne, die im Grundzustande den Spin 9/2 oder einen größeren Spin haben, einen metastabilen Zustand besitzen sollen. Diese Regel stützt sich allerdings auf ein nicht sehr großes empirisches Material, da man ja überhaupt nur von stabilen Kernen den Spin ihres Grundzustandes kennt. Geht man die Liste der stabilen Kerne durch, so findet man, daß die Kerne ^{83}Kr, ^{87}Sr, ^{93}Nb, ^{113}In, ^{115}In und ^{209}Bi den Spin 9/2, ^{176}Cp wahrscheinlich einen noch größeren Spin besitzt. In der Tat ist auch von allen diesen Kernen mit alleiniger Ausnahme von ^{209}Bi die Existenz eines isomeren Zustandes bekannt, bei ^{176}Cp zum mindestens wahrscheinlich. Diese Regel scheint, falls sie zutrifft, besonders interessant. Sie ist nämlich im Rahmen der Drehimpulstheorie plausibel unter der Annahme, daß ein Zustand mit größter Wahrscheinlichkeit einen kleinen Drehimpuls besitzt. Dann sollte man nämlich für den ersten angeregten Zustand in allen diesen Fällen den Drehimpuls 1/2 und damit eine Differenz von 4 Einheiten gegenüber dem Grundzustand erwarten. Für ^{83}Kr deckt sich das genau mit dem Ergebnis der Drehimpulstheorie, wie ein Blick auf die obige Tabelle lehrt. Für die anderen hier aufgezählten Kerne dagegen ergibt die Drehimpulstheorie die Differenz 5 oder noch etwas mehr; da $\frac{9}{2} - 5 = -\frac{1}{2}$ einen negativen Drehimpuls ergeben würde, der keinen Sinn hat, bleibt dann nur die Möglichkeit, daß der Drehimpuls des angeregten Zustandes $\frac{9}{2} + 5 = \frac{19}{2}$ ist, was wieder extrem unwahrscheinlich klingt und vor allem gar nicht die gefundene Regel plausibel erscheinen läßt. Dies wäre also ein weiteres, freilich auch sehr unsicheres, Argument dafür, daß man mit der Drehimpulstheorie allein nicht auskommt.

Literaturverzeichnis

1) Ph. Abelson, Phys. Rev. **55**, 424, 1939 (^{80}Br).
2) Ph. Abelson, Phys. Rev. **56**, 1, 1939 (^{131}Te).
3) Ph. Abelson, Phys. Rev. **56**, 753, 1939 (^{80}Br, 43).
4) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian und B. S. Dželepow, Nature **136**, 257, 1935 (^{80}Br, ^{104}Rh).
5) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian und B. S. Dželepow, Physik. Zeitschr. Sowjetunion **10**, 78, 1936 (^{80}Br).
6) L. W. Alvarez, A. C. Helmholz und E. Nelson, Phys. Rev. **57**, 660, 1940 ($^{107,109}Ag$).

7) S. W. Barnes, Phys. Rev. **56**, 414, 1939 (^{113}In).
8) S. W. Barnes, Phys. Rev. **56**, 859, abs. 55, 1939 (^{113}In).
9) S. W. Barnes und P. W. Aradine, Phys. Rev. **55**, 50, 1939 (^{115}In).
9a) H. A. Bethe, Rev. Mod. Physics **9**, 69–244, 1937. Insbesondere §§ 86, 87 (Isomerie-Formel).
10) W. Bothe und H. Maier-Leibnitz, Zeitschr. f. Phys. **107**, 513, 1937 (^{13}C).
10a) W. Bothe und W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **106**, 236, 1937 (^{80}Br, Te).
11) W. Bothe und W. Gentner, Zeitschr. f. Phys. **112**, 45, 1939 (^{79} ^{81}Se).
12) W. E. Burcham, M. Goldhaber und R. D. Hill, Nature **141**, 510, 1938 (^{44}Sc).
13) G. B. Collins, B. Waldman, E. M. Stubblefield und M. Goldhaber, Phys. Rev **55**, 507, 1939 (^{115}In).
14) J. M. Cork und J. Halpern, Phys. Rev. **58**, 201, abs. 13, 1940 (Au).
15) J. M. Cork und E. O. Lawrence, Phys. Rev. **49**, 788, 1936 (Ir, Pt).
16) J. M. Cork und R. L. Thornton, Phys. Rev. **53**, 866, 1938 (^{44}Sc).
17) E. C. Creutz, L. A. Delsasso, R. B. Sutton, M. G. White und W. H. Barkas, Phys. Rev. **58**, 481, 1940 (Kr, Xe).
18) E. C. Crittenden jr., Phys. Rev. **56**, 709, 1939 (^{104}Rh).
19) E. C. Crittenden jr. und R. F. Bacher, Phys. Rev. **54**, 862, 1938 (^{104}Rh).
20) B. R. Curtis und J. R. Richardson, Phys. Rev. **57**, 1121, 1940 (^{116}In).
21) S. M. Dancoff und P. Morrison, Phys. Rev. **55**, 122, 1939 (Innere Umwandlung).
22) L. A. Delsasso, L. N. Ridenour, R. Sherr und M. G. White, Phys. Rev. **55**, 113, 1939 (^{107}, ^{109}Ag).
23) D. C. De Vault und W. F. Libby, Phys. Rev. **55**, 322, 1939 (^{80}Br).
24) D. C. DeVault und W. F. Libby, Phys. Rev. **58**, 688, 1940 (^{80}Br).
25) M. Dodé und B. Pontecorvo, C. r. **207**, 287, 1938 (Cd).
26) L. A. DuBridge, S. W. Barnes, J. H. Buck und C. V. Strain, Phys. Rev. **53**, 447, 1938, (^{80}Br).
27) L. A. DuBridge und J. Marshall, Phys. Rev. **56**, 706, 1939 (^{87}Sr).
28) L. A. DuBridge und J. Marshall, Phys. Rev. **58**, 7, 1940 (^{85}Sr, ^{87}Sr, ^{87}Y, ^{89}Zr).
29) T. Enns, Phys. Rev. **55**, 1118, abs. 42, 1939 (^{106}Ag).
30) T. Enns, Phys. Rev. **56**, 872, 1939 (^{106}Ag).
31) K. Fajans und D. W. Stewart, Phys. Rev. **56**, 625, 1939 (Eu).
32) K. Fajans und A. F. Voigt, Phys. Rev. **58**, 177, 1940 (Pb).
33) N. Feather, E. Bretscher und J. V. Dunworth, Proc. Roy. Soc. **165**, 530, 1938 (UZ).
34) N. Feather, E. Bretscher und J. V. Dunworth, Proc. Roy. Soc. **168**, 566, 1938 (^{106}Ag, UZ)
34a) E. Feenberg, Phys. Rev. **55**, 504, 1939 (verlängerte Kerne).
34b) R. Fleischmann, Zeitschr. f. Phys. **107**, 205, 1937 (^{80}Br).
35) S. Flügge, Naturwiss. **27**, 470, 1939 (Zur Drehimpulstheorie).
36) S. Flügge, Ann. d. Phys. **39**, 373, 1941 (Tröpfchenmodell).
37) M. Goldhaber, R. D. Hill und L. Szilard, Phys. Rev. **55**, 47, 1939 (^{115}In).
38) H. Götte, Naturwiss. **28**, 449, 1940 (Xe).
39) H. Götte, mündliche Mitteilung (Y).
40) A. P. Grinberg und L. J. Roussinow, Phys. Rev. **58**, 181, 1940 (^{80}Br).
41) O. Hahn, Naturwiss. **9**, 84, 1921 (UZ).
42) O. Hahn, Ber. D. Chem. Ges. (B) **54**, 1131, 1921 (UZ).
43) O. Hahn, Zeitschr. physik. Chem. **103**, 461, 1923 (UZ).
44) M. H. Hebb und E. Nelson, Phys. Rev. **58**, 486, 1940 (innere Umwandlung).
45) M. H. Hebb und G. E. Uhlenbeck, Physica **5**, 605, 1938 (innere Umwandlung).
46) A. Hemmendinger, Phys. Rev. **55**, 604, abs. 67, 1939 (^{52}Mn).
47) A. Hemmendinger, Phys. Rev. **58**, 929, 1940 (^{52}Mn).
48) G. v. Hevesy und H. Levy, Nature **137**, 185, 1936 (Cp).
48a) C. H. Johnson und F. T. Hamblin, Nature **138**, 504, 1936 (^{80}Br).
49) D. C. Kalbfell, Phys. Rev. **54**, 543, 1938 (Element 43).
50) D. C. Kalbfell und R. A. Cooley, Phys. Rev. **58**, 91, 1940 (^{134}Cs).
51) J. W. Kennedy, G. T. Seaborg und E. Segrè, Phys. Rev. **56**, 1095, 1939 (^{69}Zn).
52) N. Koyenuma, Zeitschr. f. Phys. **117**, 358, 1941 (Drehimpulstheorie).
53) A. Langsdorf jr. und E. Segrè, Phys. Rev. **57**, 105, 1940 (Se, ^{83}Kr).
54) K. Lark-Horovitz, J. R. Risser und R. N. Smith, Phys. Rev. **55**, 878, 1939 (^{115}In).
55) J. L. Lawson und J. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 356, abs. 57 und 982, 1940 (In).
56) J. L. Lawson und J. M. Cork, Phys. Rev. **58**, 580, 1940 (Au).
56a) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **53**, 847, 1938 (^{60}Co).
57) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 88 1938 (^{108} ^{110}Ag).
58) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 391, 1938 (^{52}Mn).
59) J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 457, 1939 (^{69}Zn).
59a) H. Maier-Leibnitz und W. Maurer, Zeitschr. f. Phys. **107**, 509, 1937 (^{13}C).
60) J. K. Marsh und S. Sugden, Nature **136**, 102, 1935 (Cp).
60a) J. Mattauch, Ztschr. f. Phys. **117**, 246 1940 (empirische Regeln).
61) J. C. McLennan und W. H. Rann, Nature **136**, 831 1935 (Cp)
62) E. McMillan, M. Kamen und S. Ruben, Phys. Rev. **52**, 375, 1937 (Ir, Pt, Au).
63) B. Pontecorvo, Phys. Rev. **54**, 542, 1938 (^{104}Rh).
64) B. Pontecorvo und A. Lazard, C. r. **208**, 99, 1939 (^{115}In).
65) M. L. Pool, Phys. Rev. **53**, 116, 1938 (^{106}Ag).
66) M. L. Pool und E. C. Campbell, Phys. Rev. **53**, 272, 1938 (^{106}Ag).
67) M. L. Pool, J. M. Cork und R. L. Thornton, Phys. Rev. **52**, 380, 1937 (^{106}Ag).
68) M. L. Pool und L. L. Quill, Phys. Rev. **53**, 437, 1938 (^{159}Gd, ^{175}Yb).
69) H. Reddemann und F. Strassmann, Naturwiss. **26**, 187, 1938 (^{108}, ^{110}Ag).
70) H. Reddemann, Naturwiss. **28**, 110, 1940 (^{87}Sr).

71) H. Reddemann, Zeitschr. f. Phys. **116**, 137, 1940 (^{87}Sr).
72) J. R. Richardson, Phys. Rev. **55**, 609, 1939 (^{106}Ag, *Eu*).
73) J. R. Risser, Phys. Rev. **52**, 768, 1937 (^{60}Co).
74) L. J. Roussinow und A. A. Yusephovich, Phys. Rev. **55**, 979, 1939 (^{80}Br).
75) R. G. Sachs, Phys. Rev. **57**, 194, 1940 (Paritättheorie).
76) R. Sagane, S. Kojima G. Miyamoto und M. Ikawa, Phys. Rev. **57**, 1179 1940 (^{93}Nb, Element 43).
77) G. T. Seaborg, G. Friedländer und J. W. Kennedy, J. amer. chem. Soc. **62**, 1309, 1940 (^{69}Zn).
78) G. T. Seaborg und J. W. Kennedy, Phys. Rev. **55**, 410, 1939 (*Te*).
79) G. T. Seaborg, J. J. Livingood und J. W. Kennedy, Phys. Rev. **55**, 794, 1939 (*Te*).
80) G. T. Seaborg und E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808, 1939 (Element 43).
81) E. Segrè, R. S. Halford und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 321, 1939 (^{80}Br).
82) E. Segrè und G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 772, 1938 (Element 43).
83) R. E. Siday, Nature **143**, 681, 1939 (^{80}Br).
84) A. H. Snell, Phys. Rev. **52**, 1007, 1937 (*Se*, ^{80}Br).
85) K. Starke, Physik. Zeitschr. **42**, 184, 1941 (Trennung von Isomeren).
86) D. W. Stewart, Phys. Rev. **56**, 629, 1939 (^{87}Sr).
87) L. A. Turner, Phys. Rev. **58**, 679, 1940 (^{49}V).
88) G. E. Valley und R. L. McCreary, Phys. Rev. **56**, 863, 1939 (^{69}Zn, ^{80}Br, $^{107,\,109}Ag$).
89) G. E. Valley und R. L. McCreary, Phys. Rev. **55**, 666, 1939 (^{80}Br).
90) B. Waldman und G. B. Collins, Phys. Rev. **57**, 338, 1940 (*Pb*).
91) H. Walke, F. C. Thompson und J. Holt, Phys. Rev. **57**, 177, 1940 (^{49}Ca).
92) H. Walke, E. J. Williams und G. R. Evans, Proc. Roy. Soc. **171**, 360, 1939 (^{51}Ti, ^{49}V).
93) E. Walling, Zeitschr. physik. Chem. (B) **14**, 290, 1931 (*UZ*).
94) E. Walling, Zeitschr. f. Phys. **75**, 425, 1932 (*UZ*).
95) C. F. v. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813, 1936 (Drehimpulstheorie).
96) C. F. v. Weizsäcker, Naturwiss. **27**, 133, 1939 (verlängerte Kerne).
97) G. C. Wick, Nuovo Cimento **16**, 229, 1939 (Verlängerte Kerne).
98) C. S. Wu, Phys. Rev. **58**, 926, 1940 (*Xe*).

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, im Juni 1941.

(Eingegangen 23. Juni 1941.)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Fritz Emde, Tafeln elementarer Funktionen. XII und 181 Seiten. Mit 83 Textfiguren. Leipzig und Berlin 1940. B. G. Teubner. Geb. RM 12,—.

Die zweite Auflage des „Jahnke-Emde" (1933) enthielt neu 77 Seiten elementare Funktionen. In der dritten Auflage (1938) sind diese wieder fortgefallen und einem besonderen Buche zugewiesen worden. Dieses Buch liegt nunmehr vor. Es enthält auf mehr als dem doppelten Raum teils die alten Tafeln, teils neue, welche das Buch zu einer recht vollständigen Tafel der in der Praxis des Physikers und Technikers vorkommenden elementaren Funktionen erweitern. So sind zu den Tafeln für die Auflösung der Gleichungen dritten Grades solche für Gleichungen zweiten und vierten Grades hinzugekommen. Ferner sind die Kreisfunktionen in extenso gegeben, und zwar in drei Tafeln, in denen als Winkeleinheit der Grad, der rechte Winkel und der Radiant gewählt sind. Eine Anzahl von besonderen, in der Praxis häufig vorkommenden Funktionen sind hinzugekommen. Sehr lesenswerte „Bemerkungen über das Zahlenrechnen" schließen das Werk ab. Die schönen, an dem „Jahnke-Emde" bekannten Veranschaulichungen durch Diagramme und Reliefdarstellungen sind weiter vermehrt.

Das Besondere dieser Tafeln, verglichen mit den sonst den Logarithmentafeln beigegebenen Tafeln der Kreis- und sonstigen Funktionen, ergibt sich aus dem Zuschnitt auf die physikalische und technische Verwendung, aus der sich „an die Genauigkeit geringere, an die Vielseitigkeit höhere Ansprüche" ergeben (Vorwort). Das Ziel bei der Angabe der Funktionswerte war gleichbleibende relative Genauigkeit. Daraus ergibt sich häufiges Wechseln des Argumentschrittes, der so gewählt ist, daß der Fehler bei linearer Interpolation unter $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ des Funktionswertes bleibt. Hierdurch ist zwar die Denkarbeit beim Rechnen etwas erhöht, aber sehr viel Raum gewonnen. Um Raum für die Differenzwerte zu gewinnen, sind für die Ziffern kleinere Typen gewählt als im „Jahnke-Emde". Das Satzbild bleibt dabei klar, wenn auch in einigen Tafeln das Festhalten der Zeile beim Übergang vom Argument zur Funktion für die Augen eine etwas vergrößerte Anstrengung erfordern mag.

Diese Tafeln entsprechen einem Bedürfnis und befriedigen es. Wohl mit Recht weist der Verfasser darauf hin, daß sie auch den Studenten, zumal der Technischen Hochschulen, als Hilfsmittel der Anschauung bei der mathematischen Ausbildung dienlich sein können. Und gewiß ist dem Verfasser und dem Verlag der Dank der praktisch Rechnenden. C. F. von Weizsäcker

G. Hecht, Schaltschemata und Differentialgleichungen elektrischer und mechanischer Schwingungsgebilde. Mit 51 Abb. im Text, 125 S. Verlag Joh. Ambrosius Barth. Leipzig 1939. Brosch. RM 9,60, geb. RM 11,40.

Der Verfasser wollte, wie er einleitend bemerkt, über das im Titel umrissene Gebiet nicht eine lehrbuchartige Darstellung schreiben, sondern in mehr zwangloser Form Betrachtungen und Überlegungen, die er und seine Mitarbeiter bei der Entwicklung, dem Bau und der Untersuchung elektroakustischer Apparate angestellt haben, für eine

breitere Öffentlichkeit zusammenfassend darstellen. Es soll dabei gezeigt werden, „wie man auch auf dem Gebiet der mechanischen Schwingungsgebilde, insbesondere bei komplizierten Anordnungen, Schaltschemata entwerfen und sich ihrer in einer Weise bedienen kann, wie es der Elektrotechniker mit seinen Schaltschemata auf seinem Gebiet tut". Demgemäß werden die Analogien zwischen elektrischen und mechanischen Schwingungsgebilden an Beispielen erläutert, wobei insbesondere Parallel- und Serienschaltungen und die verschiedenen Arten von Kopplungen behandelt werden. Es ist nicht verwunderlich, daß bei dieser Betrachtungsweise „scheinbare Paradoxien" auftreten, auf die besonders eingegangen werden muß. Die Grenzen der Anwendbarkeit der Analogiebetrachtungen liegen naturgemäß dort, wo die beiden Vergleichsgebiete ineinandergehen, d. h. bei der Elektroakustik. Das Buch stellt einen Versuch dar, die Analogiebetrachtungen soweit wie möglich dem Praktiker nutzbar zu machen, ohne sie jedoch allgemein verpflichtend sein zu lassen. E. Fischer

---

W. Heisenberg, Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie. 2. Aufl. 8°, VIII und 115 S., mit 22 Abb. im Text. Leipzig 1930. S. Hirzel. Brosch. RM 6,30, geb. RM 7,60.

Die zweite Auflage dieses Buches ist ein fast unveränderter Abdruck der 1930 erschienenen ersten Auflage, die in dieser Zeitschrift (**32**, 875, 1931) besprochen wurde. Sie unterscheidet sich von der ersten lediglich durch einige kleine Änderungen und Auslassungen. Es kann daher auf die damalige Besprechung der ersten Auflage dieses ausgezeichneten Buches, das seinen Wert unverändert behalten hat, verwiesen werden. E. Hückel.

Willi Machu, Metallische Überzüge. XX u. 595 S. 191 Abb. und 49 Zahlentafeln im Text. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft. RM 40.—, Lwd. RM 42.—.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, „eine vollständige Behandlung aller Überzugsverfahren, auf schmelzflüssigem Wege, durch Plattieren, Diffusion, Spritzen, Galvanisieren, Aufdampfen, Anreiben, Ansieden usw." in seinem Buch zu bringen.

Ein einführendes Kapitel erläutert — sehr kurz — „theoretische Grundlagen", besonders die elektrochemische Theorie der Korrosion. Weitere Abschnitte des allgemeinen Teils behandeln „Deckschicht- und Korrosionspassivität", „Vorbereitung der Metallgegenstände für das Überziehen mit Metallen", „Herstellung metallischer Überzüge" (auf thermischem, mechanischem, elektrochemischem Wege), „Einrichtungen für die Herstellung galvanischer Metallniederschläge". Ein zweiter, größerer Teil des Buches ist den speziellen Verfahren gewidmet. Hier werden der Reihe nach einzelne Metalle besprochen, die zu Überzügen dienen. Von jedem Metall werden kurz die physikalisch-chemischen Eigenschaften genannt, und dann die einzelnen Verfahren, Überzüge herzustellen, erläutert. Sie sind zum Teil sehr zahlreich. So findet man z. B. allein bei den Feuerverzinkungen rund ein Dutzend verschiedene Methoden, je nach Anordnung oder nach zu verzinkendem Gegenstand, beschrieben.

Das Buch, das einen Niederschlag der umfangreichen Kenntnis der Literatur, besonders auch der Patentliteratur, des Verfassers darstellt, dürfte für experimentelle wissenschaftliche Institute und Industrielaboratorien ein sehr nützliches Nachschlagewerk sein. Seine Ausstattung ist vorzüglich. K. Wirtz

---

Heinz Richter, Elektrische Kippschwingungen, Wesen und Technik. Physik und Technik der Gegenwart VIII. Herausgegeben von Dr. Heinrich Faßbender. X und 154 S. Mit 161 Abb. Leipzig 1940. Verlag S. Hirzel. Brosch. RM 10,—, geb. RM 11,50.

Der hohe Entwicklungsstand der messenden Physik bringt es mit sich, daß der Experimentalphysiker in wachsendem Umfange auf höchstentwickelte technische Meßapparaturen angewiesen ist. Zu einer Zeit, in der der Kathodenstrahloszillograph fast schon ebenso zu den Meßinstrumenten eines physikalischen Laboratoriums gehört wie Sätze von Volt- und Amperemetern, ist eine umfassende Darstellung der Kippschwingungen zu begrüßen.

Wenn sich die vorliegende Schrift auch in erster Linie an den Techniker wendet, so findet der Physiker doch daran viel Wissenswertes. Insbesondere ist eine sorgfältige Wiedergabe der rechnerischen Behandlung von Kippschwingungen zu begrüßen. Daneben interessieren naturgemäß die Einzelheiten der zahlreichen aufgeführten Schaltungen, die größtenteils ohne Schwierigkeiten aus den Angaben und Abbildungen zu entnehmen sind. Die Darstellung des Mechanismus der mit Glimmröhren und Stromtoren (Thyratron) erzeugten Kippschwingungen, insbesondere die Zusammenhänge zwischen Art und Druck der Gasfüllung, Dimensionierung und den erzielbaren Frequenzen ist etwas zu kurz gekommen, doch hilft in dieser Hinsicht das umfangreiche Literaturverzeichnis weiter. Die geschickte, auf das Wesentliche beschränkte Darstellung und die Übersichtlichkeit der Gliederung ermöglichen eine rasche Orientierung. H. Pose

---

N. Riehl, Physik und technische Anwendungen der Lumineszenz. (Technische Physik in Einzeldarstellungen III). Berlin 1941. Springer-Verlag. Geh. RM. 21,—, geb. RM 22,80.

Dieses flott geschriebene Buch (das ausschließlich der Lumineszenz der kristallisierten, durch kleine Beimengungen fremder Metalle aktivierten Stoffe — „Kristallphosphore" — gewidmet ist) füllt eine in letzter Zeit sehr fühlbar gewordene Lücke. Die stürmische Entwicklung der Leuchtstofftechnik innerhalb der letzten Jahre —, an der gerade der Verfasser großen Anteil hatte —, und das damit verbundene tiefere Eindringen in das Verständnis des wohl verwickeltsten Lumineszenzvorganges —, an dem er ebenfalls durch eine Reihe von bahnbrechenden Untersuchungen führend beteiligt war —, verlangten endlich nach einer geschlossenen Darstellung dieses reichhaltigen Arbeitsgebietes, die nicht bei den vor einem Menschenalter gewonnenen Teilerkenntnissen und Hilfsvorstellungen Lenards stehen bleibt und doch andererseits auch nicht zum „Kochbuch" entartet.

Eine einheitliche und im Sinne einer Systematik vollständige Physik der Kristallphosphore darf man

freilich dennoch nicht erwarten; denn die gibt es noch nicht. Der Verfasser beschränkt sich daher in der Deutung wesentlich auf die u. a. von ihm ausgearbeitete modellmäßige Übertragung der Energiebändervorstellung aus der Elektronentheorie der Metalle, obwohl dies ja sicherlich nicht bei allen der Deutung unterliegenden Stoffen zweckmäßig ist. Jedoch werden auch die einer solchen Erklärung widerstrebenden experimentellen Sachverhalte vollständig aufgezählt und ausführlich beschrieben.

Vollständigkeit ist vor allem das Kennzeichen des rund ein Drittel des Gesamtumfanges ausmachenden letzten Teiles „Technische Anwendungen der Lumineszenzstoffe", aus dem man in 13 Teilabschnitten (Erregung durch α-Strahlen, radioaktive Leuchtfarben; Erregung durch Kathodenstrahlen, Fernsehen, Oszillographen, Bildwandler und Übermikroskop; Röntgendurchleuchtungsschirme und -verstärkerfolien; Leuchtstofflichtquellen und Quecksilberlampen mit Leuchtstoffen; Luftschutzbeleuchtung; Anwendung in der Bühnentechnik und im Werbewesen; Erzeugung energiegleicher Spektra; Aufzeichnung von Lichtzeigerkurven; Luminographie und andere photographische Anwendungen; Fluoreszenzbetrachtungsverfahren) von einem Kenner alles erfährt, was mit Leuchtstoffen in der Praxis anzufangen ist.

Birus

K. Stumpff, Die Erde als Planet. (Verständliche Wissenschaft 42). 8°. V und 158 Seiten. Berlin 1939. Springer-Verlag. Geb. RM 4.80.

Das kleine Buch paßt vorzüglich in den Rahmen der Sammlung „Verständliche Wissenschaft", denn es wird mit großem Geschick dem Leser ein Bild von den recht schwierigen Problemen stufenweise entwickelt. Der Inhalt bewegt sich auf dem Grenzgebiet zwischen Astronomie und Geophysik, und zwar werden die Fragen bevorzugt — wie schon der Titel besagt — vom astronomischen Standpunkt aus aufgerollt. Zunächst die Kugelgestalt, die Bewegung der Erde um sich selbst, die Bewegung um die Sonne, das Doppelgestirn Erde-Mond, die Sonne als Lebensspenderin, Erdmagnetismus und schließlich der Erdaufbau. Das Werk der großen Astronomen und ihr Einfluß auf die Entwicklung des Weltbildes und der neueren Mathematik und neuen Mechanik wird dabei unter besonderer Würdigung ihrer Verdienste geschildert. Klare Abbildungen erleichtern das Verständnis dieses ansprechend geschriebenen Buches.

Penndorf

Hans Israel, Radioaktivität I. Grundlagen und Meßmethoden (Band 2 der Geophysik-Meteorologie-Astronomie. Herausgegeben von Karl Kähler, Potsdam). 8°. VI und 149 S. 49 Fig. im Text und auf 2 Ausklapptafeln. Leipzig. Verlag Johann Ambrosius Barth. Kart. RM 13.50.

Nach einer allgemeinen Einleitung, die die Grundlagen der radioaktiven Umwandlungsprozesse, die Eigenschaften der Strahlungen und die Zerfallreihen behandelt, werden im Hauptteil der Schrift die Apparate und Verfahren zur Bestimmung des Emanationsgehalts — Emanometrie — eingehend behandelt. Wenn sich der Physiker auch unter Meßmethoden der Radioaktivität ein sehr viel weiteres Gebiet vorstellt, so sind doch die behandelten Verfahren der Emanationsmessung das für den Geophysiker Wichtigste.

Die Darstellung ist flüssig und die Diskussion der einzelnen Meßmethoden anschaulich und eingehend durchgeführt. Insbesondere ist die Behandlung der Absorptionsvorgänge nichtparalleler Strahlen — Strahlung eines Punktes durch eine Platte, Strahlung einer Flächenbelegung usw. — zu erwähnen, die für die Meßtechnik von Wichtigkeit sein können. Übersichtlich geordnete Tabellen der Strahlungskonstanten und der Anstiegs-, Abfalls- und Gleichgewichtsverhältnisse einer Reihe radioaktiver Körper ergänzen die Darstellung.

H. Pose

NACHRICHTEN

Max-Buchner-Forschungsstiftung — Preisausschreiben: „Verbesserung der Reinigungsmittel und -verfahren für Aluminiumgeräte in der chemischen Technik bzw. in der Nahrungsmitteltechnik". Preis 1000 RM. Meldeschluß 1. Oktober 1942. Um eine eindeutige Kennzeichnung des Kernpunktes der Preisaufgabe zu erreichen, wird demnächst in dem Organ der Dechema „Die Chemische Fabrik" eine Veröffentlichung erscheinen, die in dieser Hinsicht Klarheit schafft. Sonderdrucke dieser Veröffentlichung sowie die Richtlinien für die Beteiligung an der Preisaufgabe sind zu erhalten bei der ehrenamtlichen Geschäftsstelle der Max-Buchner-Forschungsstiftung, Frankfurt a. N., Bismarckallee 25, Dechema-Haus.

Dozenturen: An der Universität Heidelberg Dr. Friedrich Weygand für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Deutschen Karls-Universität in Prag Dr. Ernst Waldschmidt-Leitz zum ord. Professor für organische Chemie ebendaselbst, der Dozent für Geophysik an der Bergakademie Clausthal Dr. Heinrich Jung zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Dozent für technische Chemie und kommissarische Leiter des Technisch-chemischen Institutes an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Heinrich Helberger zum a. o. Professor und Direktor des Instituts für chemische Verfahrenstechnik an der gleichen Hochschule, der a. o. Professor an der Deutschen Karls-Universität in Prag Dr. Johann Böhm zum ord. Professor für physikalische Chemie ebenda.

Ehrung: Zum Präsidenten der Sächsischen Akademie der Wissenschaften in Leipzig wurde der ord. Professor der Geophysik an der Universität Leipzig Dr. Ludwig Weickmann ernannt.

Gestorben: Der Dozent an der Technischen Hochschule Stuttgart und Abteilungsleiter im Institut für Physikalische Chemie der Metalle des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Metallforschung daselbst Dr. Ing. F. Weibke.

Angebote

Techn. Zeichnungen
werden nebenberuflich angefertigt. Angebote unter S. H. 74 an den Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.